

Université de Montréal

**PICASSO : Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes  
surchauffées à diverses formes de rayonnement**

par

**Marik Barnabé Heider**

**Département de physique**

**Faculté des arts et des sciences**

**Mémoire présenté à la Faculté des études supérieures  
en vue de l'obtention du grade de  
Maître ès sciences (M.Sc.)  
en physique**

Septembre, 2005

© Marik Barnabé Heider, 2005



QC

3

U54

2005

V. 028



## AVIS

L'auteur a autorisé l'Université de Montréal à reproduire et diffuser, en totalité ou en partie, par quelque moyen que ce soit et sur quelque support que ce soit, et exclusivement à des fins non lucratives d'enseignement et de recherche, des copies de ce mémoire ou de cette thèse.

L'auteur et les coauteurs le cas échéant conservent la propriété du droit d'auteur et des droits moraux qui protègent ce document. Ni la thèse ou le mémoire, ni des extraits substantiels de ce document, ne doivent être imprimés ou autrement reproduits sans l'autorisation de l'auteur.

Afin de se conformer à la Loi canadienne sur la protection des renseignements personnels, quelques formulaires secondaires, coordonnées ou signatures intégrées au texte ont pu être enlevés de ce document. Bien que cela ait pu affecter la pagination, il n'y a aucun contenu manquant.

## NOTICE

The author of this thesis or dissertation has granted a nonexclusive license allowing Université de Montréal to reproduce and publish the document, in part or in whole, and in any format, solely for noncommercial educational and research purposes.

The author and co-authors if applicable retain copyright ownership and moral rights in this document. Neither the whole thesis or dissertation, nor substantial extracts from it, may be printed or otherwise reproduced without the author's permission.

In compliance with the Canadian Privacy Act some supporting forms, contact information or signatures may have been removed from the document. While this may affect the document page count, it does not represent any loss of content from the document.

Université de Montréal  
Faculté des études supérieures

Ce mémoire intitulé:

PICASSO : Portrait de la sensibilité des détecteurs à gouttelettes  
surchauffées à diverses formes de rayonnement

présenté par:

Marik Barnabé Heider

a été évalué par un jury composé des personnes suivantes:

M. Claude Carignan,	président-rapporteur
M. Claude Leroy,	directeur de recherche
M. Louis Lessard,	codirecteur
M. François Schiettekatte,	membre du jury

Mémoire accepté le: .....

13 / 10 / 05

## Sommaire

---

Les observations astronomiques et cosmologiques permettent de conclure que le Modèle Standard de la physique des particules est incomplet. L'existence de matière sombre, impliquant des modifications au Modèle Standard, permet d'expliquer ces observations. Un candidat populaire à la matière sombre est le neutralino ( $\chi^0$ ), une particule stable non chargée prédite par les théories supersymétriques. Plusieurs groupes recherchent cette particule mais à ce jour, aucune signature prévue n'a conduit à sa découverte. Le Projet d'Identification des CAndidats Supersymétriques à la matière Sombre (PICASSO), dont fait parti le Groupe de la Physique des Particules de l'Université de Montréal, tente de découvrir la matière sombre par l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées. Une particule, interagissant avec le détecteur, peut provoquer une explosion gouttelette-bulle, dont l'onde sonore est captée par un capteur piézo-électrique. Une énergie minimale de déposition sur une distance critique étant nécessaire pour induire une transition de la phase liquide à la phase vapeur, les détecteurs PICASSO sont des détecteurs à seuil et leur sensibilité aux formes de rayonnement dépend fortement des conditions de température et de pression de fonctionnement. Par un argument purement cinétique, des neutrons de basse énergie peuvent induire des reculs nucléaires de quelques keV à quelques centaines de keV dans les gouttelettes, comme le feraient des neutralinos ayant une masse de  $10 \text{ GeV}c^{-2}$  à  $1 \text{ TeV}c^{-2}$  voyageant à des vitesses caractéristiques dans notre galaxie.

Ce mémoire porte sur la caractérisation de la réponse des détecteurs PICASSO à diverses formes de rayonnement (neutrons, particules  $\alpha$  et rayons  $\gamma$ ). Dans un premier temps, la grande sensibilité aux neutrons des détecteurs a permis la détermination des énergies de seuil dans différentes conditions de température et de pression à l'aide de faisceaux de neutrons d'énergie bien définie et l'étalonnage des détecteurs avec les neutrons d'une source Ac-Be. Dans un second temps, le bruit de fond résiduel des

détecteurs étant dû aux particules  $\alpha$ , la réponse de plusieurs détecteurs dopés avec des sources radioactives émettrices de particules  $\alpha$  a été mesurée en fonction des conditions de fonctionnement. L'ensemble de ces données conduit à la détermination du bruit de fond des détecteurs, ce qui est essentiel pour permettre l'extraction du signal potentiel émis par les  $\chi^0$ . De plus, plusieurs techniques pour déterminer la quantité de masse active des détecteurs sont décrites et les résultats permettent le calcul d'une constante d'étalonnage des détecteurs PICASSO. Malgré la faible masse active des détecteurs, l'expérience PICASSO obtient des limites compétitives sur la masse du  $\chi^0$  et la section efficace dépendante du spin de l'interaction du  $\chi^0$  avec la matière ordinaire. Considérés dans l'ensemble, les résultats présentés dans cette étude permettent d'approfondir nos connaissances sur les détecteurs PICASSO et vont ultimement permettre la détection du  $\chi^0$ .

**Mots clés :** Modèle Standard, matière sombre, particule, WIMP, supersymétrie, neutralino ( $\chi^0$ ), PICASSO, détecteur à gouttelettes surchauffées, neutron, particule  $\alpha$ .

## Abstract

---

Based on astronomical and cosmological observations, the Standard Model in particle physics is uncompleted. The existence of dark matter, which explains these observations, necessitates modifications to the Standard Model. One of the dark matter most popular candidate is the neutralino ( $\chi^0$ ), an uncharged stable particle predicted by supersymmetric theories. Despite the fact that several groups have been looking for these particles, no predicted signature have been reported to date. The Project In Canada to Search for Supersymmetric Objects (PICASSO), in which the University of Montreal particle physics group is involved, focuses on the use of superheated droplet detectors to discover dark matter particles. A phase transition droplet-to-bubble can be triggered by the energy deposited by a traversing particle. The liquid-to-vapour transition is explosive in nature and is accompanied by an acoustic shock wave which can be detected with piezoelectric transducers. These detectors are threshold devices since a minimal energy deposition on a critical length is necessary to induce a phase transition. Their sensitivity to various types of radiation strongly depends on the operating temperature and pressure. From purely kinematical considerations, nuclear recoil thresholds in PICASSO detector can be obtained in the same range for neutrons of low energy ( from 10 keV up to a few MeV) and massive neutralinos (from 10  $GeVc^{-2}$  up to 1  $TeVc^{-2}$ ) at velocities which are typical for dark matter particles in our galactic halo.

The main goal of the present thesis is the characterization of the PICASSO detector response to diverse radiations (neutrons,  $\alpha$  particles and  $\gamma$  rays). Firstly, the high sensitivity to neutrons of the detectors allows the determination of the threshold energy in function of temperature and pressure using neutron beams with well defined energy and the calibration of the detectors with a neutron source of Ac-Be. Secondly, knowing that the residual background of the detectors is due to  $\alpha$  particles, we mea-

sured the response of several detectors spiked with a radioactive source emitting  $\alpha$  particles in function of operation conditions. Combined together, these data represent the background noise of the detectors from which a potential  $\chi^0$  signal can be extracted. Finally, several techniques to determine detector active masses are described which enable the calculation of the calibration constant for PICASSO superheated droplet detectors. Despite the low active mass of the detectors, PICASSO experiment shows competitive limits on the mass of the  $\chi^0$  and the cross section of the spin dependent interaction between the  $\chi^0$  and the ordinary matter. Taken together, the results presented in this study provided us with a better understanding of the PICASSO detector and will ultimately allow the detection of the neutralinos.

**Key words :** Standard Model, dark matter, particle, WIMP, supersymmetry, neutralino ( $\chi^0$ ), PICASSO, superheated droplet detector, neutron,  $\alpha$  particle.



TABLE DES MATIERES

---

Sommaire	i
----------	---

Abstract	iii
----------	-----

TABLE DES MATIERES	v
--------------------	---

LISTE DES TABLEAUX	xi
--------------------	----

LISTE DES FIGURES	xiii
-------------------	------

Remerciements	xxvi
---------------	------

Contributions personnelles	xxvii
----------------------------	-------

Introduction	1
--------------	---

CHAPITRE 1: Matière sombre froide	5
-----------------------------------	---

1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules . . . . .	5
--	---

1.2	Les théories du Big Bang . . . . .	6
1.2.1	Les grandes lignes . . . . .	6
1.2.2	Le rayonnement de fond cosmologique (CMB) . . . . .	8
1.3	Introduction à la cosmologie . . . . .	8
1.4	La matière sombre . . . . .	11
1.4.1	Les candidats à la matière sombre . . . . .	13
1.4.2	L'anisotropie du rayonnement de fond cosmologique . . . . .	14
1.5	Les modèles supersymétriques . . . . .	18
1.6	Évidence indirecte du Neutralino : le surplus de rayons $\gamma$ galactiques mesuré par EGRET et interprété comme produit de l'annihilation des $\chi^0$	21
1.6.1	Annihilation des $\chi^0$ . . . . .	23
1.6.2	Surplus de rayons $\gamma$ galactiques mesuré par EGRET . . . . .	24
<b>CHAPITRE 2: Les détecteurs PICASSO</b>		<b>29</b>
2.1	Fabrication des SBD . . . . .	29
2.2	Fonctionnement des SBD . . . . .	32

<b>CHAPITRE 3: Distribution des gouttelettes de fréon</b>	<b>37</b>
3.1 Instrumentation et méthode . . . . .	37
3.2 Étalonnage du microscope . . . . .	38
3.3 Résultats . . . . .	39
3.3.1 Détecteurs SBD . . . . .	40
3.3.2 Détecteur de type Defender (Dg) . . . . .	43
3.4 Calcul des erreurs . . . . .	45
3.5 Sommaire . . . . .	46
<b>CHAPITRE 4: Système d'acquisition de données (DAQ)</b>	<b>47</b>
4.1 Description du DAQ . . . . .	47
4.2 Efficacités . . . . .	49
4.2.1 Efficacité du DAQ ( $\epsilon_{DAQ}$ ) . . . . .	49
4.2.2 Efficacité des filtres( $\epsilon_{filtre}$ ) . . . . .	51
4.3 Sommaire . . . . .	54
<b>CHAPITRE 5: Sensibilité des SBD aux reculs nucléaires</b>	<b>55</b>

5.1	Sensibilité aux neutrons monoénergétiques . . . . .	55
5.1.1	Mesures expérimentales . . . . .	56
5.1.2	Simulations . . . . .	57
5.2	Efficacité de détection des reculs nucléaires . . . . .	59
5.3	Sommaire . . . . .	62
<b>CHAPITRE 6: Sensibilité des SBD aux neutrons d'une source</b>		<b>63</b>
6.1	Source Actinium-Béryllium (Ac-Be) . . . . .	63
6.1.1	Neutrons . . . . .	63
6.1.2	Rayons $\gamma$ . . . . .	65
6.2	Sensibilité en fonction de la température . . . . .	67
6.2.1	Système GAGE . . . . .	67
6.2.2	Système VME . . . . .	68
6.3	Simulation neutron . . . . .	70
6.4	Constante d'étalonnage . . . . .	71
6.5	Masse active des détecteurs SBD . . . . .	74

6.6	Sommaire . . . . .	75
<b>CHAPITRE 7: Sensibilité des SBD aux particules <math>\alpha</math></b>		<b>77</b>
7.1	Interaction $\alpha$ -SDB . . . . .	78
7.2	Sources émettrices de particules $\alpha$ . . . . .	79
7.3	Mesures expérimentales . . . . .	80
7.3.1	Détecteurs SBD-100 . . . . .	81
7.3.2	Détecteurs SBD-1000 . . . . .	83
7.3.3	Unification des détecteurs SBD-100 et SBD-1000 . . . . .	91
7.3.4	Simulations . . . . .	94
7.4	Sommaire . . . . .	99
<b>CHAPITRE 8: Sensibilité des SBD aux rayons <math>\gamma</math></b>		<b>100</b>
8.1	Interaction $\gamma$ -SBD . . . . .	100
8.2	Mesures expérimentales . . . . .	101
8.3	Simulations . . . . .	104
8.4	Sommaire . . . . .	105

<b>CHAPITRE 9: Le Radon</b>	<b>107</b>
9.1 Taux de comptage d'un SBD contaminé par le radon . . . . .	108
9.2 Concentration de radon dans l'air . . . . .	109
9.3 Test d'émanation de radon des contenants PICASSO . . . . .	110
9.3.1 Instrumentation et méthode . . . . .	111
9.3.2 Résultats expérimentaux . . . . .	113
<b>CHAPITRE 10: Sensibilité des SBD aux neutralino (<math>\chi^0</math>)</b>	<b>117</b>
<b>Conclusion</b>	<b>124</b>
<b>BIBLIOGRAPHIE</b>	<b>cxxii</b>

## LISTE DES TABLEAUX

---

2-1	Température critique et température d'ébullition en degrés Kelvin pour les deux types de gaz des détecteurs PICASSO. . . . .	33
3-1	Étalonnage de la profondeur optique ( $p$ ), en $\mu m/graduation$ , et des différentes lentilles du microscope servant aux mesures de la distribution des gouttelettes. . . . .	39
3-2	Caractéristiques des mesures de la distribution de gouttelettes avec le microscope : détecteur, date de la mesure, grossissement de la lentille ( $M$ ), volume de gel ( $V$ ) et nombre de gouttelettes ( $N$ ) analysées, diamètre moyen ( $d_{moy}$ ), largeur à mi-hauteur ( $\lambda$ ) de la distribution divisée par le diamètre le plus probable ( $\lambda/d_{max}$ ) et fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total. . . . .	40
6-1	Constantes d'étalonnages ( $k_c$ ) obtenues à l'aide des différentes méthodes. La méthode de détermination de la masse active, le détecteur, son volume, sa masse active, la réponse du détecteur aux neutrons à $25^\circ C$ pour les SBD-100, à $45^\circ C$ pour les SBD-1000 et à $18^\circ C$ pour le détecteur Dg-37 et la constante d'étalonnage sont présentés. . . . .	74

7-1	Chaînes de désintégration des émetteurs $\alpha$ introduits dans les détecteurs SBD afin de mesurer la réponse $\alpha$ des détecteurs PICASSO. La période ( $T_{1/2}$ ) et l'énergie des particules $\alpha$ produites ( $E_\alpha$ ) sont présentés. . . . .	80
7-2	Caractéristiques des mesures avec les détecteurs marqués aux particules $\alpha$ : la date de fabrication, le nom et le volume du détecteur, l'émetteur radioactif et l'activité $\alpha$ présents dans le détecteur ainsi que la masse active ( $M_{act}$ ) des détecteurs. La réponse $\alpha$ de deux SBD-100 et de deux SBD-1000 a été mesurée. . . . .	81
9-1	Chaîne de désintégration du radon. . . . .	107
9-2	Efficacités du banc test pour capturer le radon : du contenant(chambre) à la trappe primaire ( $\epsilon_{cham-trap}$ ), de la trappe primaire à la trappe secondaire ( $\epsilon_{trap-trap}$ ), de la trappe secondaire à la cellule de Lucas ( $\epsilon_{trap-cell}$ ) et l'efficacité de comptage par alpha ( $\epsilon_{cell}$ ). . . . .	113
9-3	Caractéristiques des mesures de bruit de fond du banc test au radon : date, temps de comptage de la cellule de Lucas ( $t$ ), nombre d'événements ( $N$ ), temps d'émanation ( $T$ ) et taux d'émanation de radon ( $\Gamma_R$ ). . . . .	114
9-4	Mesures d'émanation de radon de différents contenants et de joints d'étanchéité. . . . .	115
9-5	Mesures du taux d'émanation de radon de contenants PICASSO : date, temps de comptage de la cellule de Lucas ( $t$ ), nombre d'événements ( $N$ ), temps d'émanation ( $T$ ), temps d'extraction ( $t_{ext}$ ) et taux d'émanation de radon ( $\Gamma_R$ ). . . . .	116



## LISTE DES FIGURES

---

0-2	Détecteur de 1 litre utilisé par l'expérience PICASSO qui tente de détecter le signal du $\chi_0$ , particule candidate à la matière sombre. Le détecteur est muni de deux senseurs piézo-électriques afin de mesurer la transition explosive de la phase liquide à la phase gazeuse des gouttelettes de fréon. . . . .	3
1-1	Schématisation des théories du Big Bang . . . . .	9
1-2	Courbures (à temps constant) et surfaces des géométries possibles de l'Univers. De haut en bas : si $k=1$ , la géométrie est hyperbolique et la courbure est négative, si $k=0$ la géométrie et la courbure sont planes et si $k=-1$ , la géométrie est sphérique et la courbure est positive. . . . .	11
1-3	Courbe typique de la vitesse de rotation d'une galaxie spirale (NGC 6503) montrant un plateau en fonction de la distance $R$ au centre galactique. La courbe marquée <i>disque</i> indique la vitesse qu'on devrait mesurer si la masse de la galaxie était due aux étoiles visibles et au gaz. La courbe marquée Halo indique la contribution de matière sombre nécessaire pour expliquer la courbe des vitesses de rotation. . . . .	12

- 1-4 Image du rayonnement de fond cosmologique obtenue par WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), une expérience de la NASA mesurant la différence de température entre deux points dans le ciel. Les fluctuations de température mesurées, montrées par les variations de couleurs, sont de l'ordre du millionième. . . . . 14
- 1-5 Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB en fonction de l'échelle angulaire  $\theta$  et de l'échelle de moment multipolaire  $l$ . Sont présentées les données de WMAP [13] ainsi que les données de CBI (Cosmic Background Imager, un télescope radio situé à 5000 mètres d'altitude au dessus des Andes chiliennes) [14] et de ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver, situé au Pôle Sud) [15], trois expériences destinées à mesurer les différences de température dans le rayonnement de fond cosmologique. . . . . 16
- 1-6 Nature et abondance des composantes de l'Univers obtenues à partir des données de WMAP [17]. . . . . 18
- 1-7 Exemple de production de paire de  $\chi^0$  sous l'échange du boson Z (gauche) et d'un sélectron (droite) lors de l'annihilation d'un électron et d'un positron. . . . . 20

- 1-8 Paramètres du modèle mSUGRA et de sa particule stable la plus légère ( $\chi^0$ ) [21]. Les régions rouges correspondent à la région d'intérêt cosmologique ( $0.05 \leq \Omega_M h^2 \leq 0.3$ ), les régions bleues à  $\Omega_\chi h^2 < 0,05$  (les  $\chi^0$  ne comptent que pour une partie de la matière sombre) et la région jaune est exclue par les contraintes théoriques et expérimentales. a) Le plan  $m_{1/2} - m_0$  pour  $\tan\beta = 30$ . b) Même chose que a) pour  $\tan\beta = 50$ . c) Produit  $\xi\sigma_\chi^{n\gamma}$  en fonction de la masse du  $\chi^0$ . La région verte est compatible avec le signal détecté par DAMA pour une interaction SI. d) Densité locale des  $\chi^0$  ( $\rho_\chi$ ) versus leur abondance relique ( $\Omega_\chi h^2$ ). Les lignes horizontales délimitent la région permise par la densité totale de matière sombre, les verticales montrent l'intervalle cosmologique d'intérêt et les obliques délimitent l'intervalle où la densité locale des  $\chi^0$  est réduite proportionnellement à leur densité moyenne dans l'Univers. . . . . 22
- 1-9 Gauche : Le spectre de rayons  $\gamma$  de la galaxie calculé avec le modèle GALPROP en comparaison avec les données de EGRET [24]. La somme des composantes du bruit de fond est montrée par la ligne pleine et n'est pas compatible avec les barres d'erreurs verticales des données de EGRET pour les énergies supérieures à 1 GeV. Droite : Même chose avec une composante additionnelle provenant de l'annihilation des  $\chi^0$  ( $M_\chi = 90$  GeV). . . . . 24
- 1-10 Comparaison des spectres de l'excès dans les données de EGRET par rapport au modèle GALPROP mesurés dans plusieurs régions galactiques : A)centre, B)disque, C)périphérie, D)petites longitudes et E)grandes longitudes. La même forme est observée pour chaque spectre, indiquant une origine commune. . . . . 25
- 1-11 Distributions 3D du halo de  $\chi^0$  dans les plans xy -(haut) et xz -(bas), sans (gauche) et avec (droite) les anneaux de matière sombre. La forme elliptique et les structures en anneaux sont visibles dans le disque (plan  $z=0$ ). . . . . 27

- 1-12 Gauche : Plan  $m_0$  et  $m_{\frac{1}{2}}$  des paramètres supersymétriques pour  $\tan \beta = 51$ ,  $\mu > 0$  et  $A_0 = 0,5m_0$ . Seulement un petit intervalle de masses supersymétriques est permis par les données de WMAP (région bleue foncée) et de EGRET (mince ligne bleue pâle) et des théories électro-faibles. Les régions pointillées sont exclues : région où la masse du Higgs prédite est inférieure aux limites expérimentales (en bas à gauche), intervalle où les corrections radiatives des gauginos, qui sont légers dans cette région, sont trop faibles pour induire une brisure de la symétrie électrofaible (i.e. la région où il n'y a pas de mécanisme EWSB (Electro Weak Symmetry Breaking), en bas à droite), région où la particule la plus légère et stable est chargée (i.e. où le lepton stau est la LSP, en haut à gauche), la mince région où le  $\chi^0$  entre en résonnance ( $m_A = 2M_\chi$ ) et finalement, la région centrale où le facteur de boost est supérieur à 100. Seulement deux régions des paramètres SUSY sont permises :  $m_0 \approx 600$  GeV et  $m_{\frac{1}{2}} \approx 400$  GeV ainsi que  $m_0 \approx 1400$  GeV et  $m_{\frac{1}{2}} \approx 180$  GeV. Cette dernière est favorisée par les données de EGRET et requiert une valeur de  $m_0$  supérieure à 1 TeV. Droite : Évolution, à partir de l'échelle de la GUT, des particules supersymétriques. Dans la région des paramètres SUSY favorisée par les données de EGRET, les squarks et les sleptons ont une masse dans la région de un ou plusieurs TeV, alors que les gluinos et les charginos sont relativement légers. . . . . 28
- 2-1 Évolution du bruit de fond des SBD depuis le temps où les détecteurs n'étaient pas purifiés jusqu'au moment où ils étaient tous purifiés. . . . 31
- 2-2 Énergie de recul du  $^{19}\text{F}$  en fonction de la température pour les détecteurs SBD-1000. Aux températures de fonctionnement des détecteurs destinés à la recherche de la matière sombre, les détecteurs sont insensibles aux particules au minimum d'ionisation (MIP) et aux rayons  $\gamma$ . . . . . 36

- 3-1 Exemples de photos du gel prises avec le microscope. Gauche : le grossissement est  $\times 10$ , l'échantillon provient du détecteur MB-A01-404-056. Droite : le grossissement est  $\times 4$ , l'échantillon provient d'un détecteur de type Defender (Dg-v14-307-038). Les détecteurs de type Defender présentent des gouttelettes plus grosses et plus uniformes que celles des détecteurs SBD. . . . . 38
- 3-2 Distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre pour plusieurs détecteurs : quatre SBD-100 (24:., 26:x, 27:+, 28:\*), deux SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:o) et un SBD-1000 de 5 litres (66:Δ). La courbe d'ajustement à la distribution des détecteurs SBD est montrée pour le détecteur 24. . . . . 41
- 3-3 Même chose que la Figure 3-2 en échelle semi-logarithmique. . . . . 41
- 3-4 Distribution du volume actif en fonction du diamètre des gouttelettes pour deux détecteurs SBD-1000 dopés avec des particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:o). 43
- 3-5 Fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total en fonction de la hauteur de la tranche pour le détecteur SBD-100 24 (x) et deux détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:o). . . . . 44
- 3-6 Fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total en fonction de la position de l'échantillon dans la tranche pour le détecteur SBD-100 24 (x) et deux détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:o). . . . . 44
- 3-7 Distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre (en  $\mu m$ ) pour les détecteurs de type Defender (37:o, 51:x et 52:+). . . . . 45

- 4-1 Système d'acquisition de données (DAQ) pour l'expérience PICASSO : l'onde acoustique est captée par un senseur piézo-électrique. Le signal est amplifié et digitalisé par un système flash ADC, contrôlé par un PC. Le signal amplifié (a)) et sa transformée de Fourier (b)) sont montrés. . . . . 48
- 4-2 Dépendance de la distribution des amplitudes des signaux avec la température ( $\times$  :  $20^{\circ}\text{C}$ ), (+ :  $40^{\circ}\text{C}$ ). Ces données proviennent de mesures  $\alpha$  faites avec le détecteur 39. Le dernier intervalle, contenant les événements avec des amplitudes saturées, a été supprimé. . . . . 50
- 4-3 Gauche : Différentes méthodes pour calculer l'efficacité du système d'acquisition de signaux pour une série de mesures avec le détecteur 39. Les trois premières méthodes observent le nombre de signaux sous le seuil de détection lors de l'enregistrement des événements : les deux canaux peuvent déclencher (canal A ou canal B) ( $\diamond$ ), le canal A déclenche (o) et le canal B déclenche ( $\Delta$ ). La 4<sup>e</sup> méthode est la comparaison de la distribution en amplitude des signaux à différentes températures avec la distribution en amplitude des signaux à haute température ( $50^{\circ}\text{C}$ ) (\*). Droite : Efficacité du système d'acquisition de signaux en fonction de la température lors d'une série de mesures avec des détecteurs dopés aux particules  $\alpha$ , le détecteur 39 ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 (o). Les symboles pleins représentent les étalonnages aux neutrons de ces mêmes détecteurs. Pour ces mesures, le seuil électronique est de 269 mV et le gain des préamplificateurs est de 2000. . . . . 51
- 4-4 Efficacité des filtres sur les données  $\alpha$  et neutrons. Gauche : Efficacité du filtre visuel obtenue lors de mesures  $\alpha$  faites avec le système GAGE et le détecteur 39; Droite : Efficacité du filtre-Q obtenue lors de mesures  $\alpha$  avec le système VME et deux détecteurs dopés aux particules  $\alpha$ , le détecteur 39 ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 (o). Les symboles pleins représentent les efficacités obtenues lors de l'étalonnage aux neutrons de ces mêmes détecteurs. . . . . 53

4-5	Efficacité totale de détection obtenue avec des détecteurs SBD-1000 dopés aux particules $\alpha$ : détecteur 39 ( $\diamond$ ) et détecteur 56 (o). L'acquisition et le traitement des données avec le filtre-Q de ces deux détecteurs ont une efficacité totale de $\approx 85\%$ . . . . .	54
5-1	Réponse de détecteurs SBD-1000 de 10 ml à des neutrons de 200 keV (gauche) et 400 keV (droite) en fonction de la température et mesurée à plusieurs pressions : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm (o), 1,7 atm (x) et 2 atm (+). Les courbes d'ajustement déterminent les températures de seuil pour chaque pression et chaque énergie de neutrons. . . . .	57
5-2	Énergie de seuil des neutrons ( $E_{n,min}$ ) en fonction de la température pour plusieurs pressions de fonctionnement : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm (o) et 1,7 atm (x). . . . .	58
5-3	Simulations de la réponse d'un détecteur SBD-1000 de 8 ml aux neutrons de 200 keV (à gauche) et de 400 keV (à droite). . . . .	59
5-4	Réponse des détecteurs SBD-100 de 10 ml à un faisceau monoénergétique en fonction de l'énergie des neutrons pour 3 températures : $10^0C$ (-), $15^0C$ (..) et $20^0C$ (-). La section efficace d'interaction entre les neutrons et les noyaux du $^{12}C$ et du $^{19}F$ ainsi que la courbe d'ajustement aux données permettent d'obtenir l'efficacité $\epsilon^i(E_n, T)$ et le paramètre $a$ de l'Équation 5.4 ( $a = 1, 0 \pm 0, 1$ ). . . . .	60
5-5	Efficacité des détecteurs SBD-1000 en fonction de l'énergie de recul du $^{19}F$ pour plusieurs températures de fonctionnement. . . . .	61

- 6-1 Distribution des neutrons produits par une source Ac-Be en fonction de leur énergie, en MeV. Les données (+) ainsi que la courbe d'ajustement sont montrées. Cette source est utilisée pour étalonner la masse active des détecteurs SBD. . . . . 64
- 6-2 Chaîne de désintégration de l'actinium montrant la production de rayons  $\gamma$  et de particules  $\alpha$ . Les particules  $\alpha$  produites interagissent avec le béryllium pour générer des neutrons. . . . . 66
- 6-3 Réponse de plusieurs détecteurs aux neutrons de la source Ac-Be en fonction de la température mesurée avec le système GAGE : deux SBD-100 (gauche) et deux SBD-1000 (droite). Les contenants des détecteurs 6 (x) et 12 (+) sont en acrylique et ceux des détecteurs 28 (o) et 31 ( $\diamond$ ) sont en polypropylène. L'erreur sur le taux de comptage est statistique et l'erreur sur la température est  $0,1^{\circ}\text{C}$ . . . . . 68
- 6-4 Réponse aux neutrons de la source Ac-Be d'un détecteur SBD-100 (x) et d'un détecteur SBD-1000 (+) en fonction de la surchauffe réduite,  $s$ . 69
- 6-5 Réponse aux neutrons de la source Ac-Be de deux SBD-1000, 31 (gauche) et 32 (droite), mesurée avec le système VME, avec (o) et sans ( $\diamond$ ) filtre-Q. La courbe d'ajustement à la réponse du détecteur 12 obtenue précédemment avec le système GAGE est ajustée aux données analysées avec le filtre-Q. Pour le détecteur 31, le filtre-Q est comparé au filtre visuel ( $\Delta$ ). 69
- 6-6 Sensibilité aux neutrons d'une source Ac-Be en fonction de la température mesurée avec un SBD-1000, le détecteur 31 (x). La région ombrée correspond aux résultats d'une simulation Monte Carlo. . . . . 70



- 6-7 Détermination à partir d'une simulation Monte Carlo, pour différentes températures, de la masse active d'un détecteur de 1 litre exposé aux neutrons d'une source Ac-Be. La région ombrée correspond à la moyenne de la masse active obtenue pour le détecteur 31 ( $8,4 \pm 0,4$  g). . . . . 72
- 6-8 Constante d'étalonnage mesurée par BTI ( $\diamond$ ) et comparée aux constantes d'étalonnage obtenues avec 4 techniques de mesure différentes : faisceau de neutrons (+), simulation Monte Carlo ( $\Delta$ ), microscope (x) et pesée du liquide actif (o). La région ombrée correspond à la valeur moyenne. . 75
- 7-1 Sensibilité  $\alpha$  en fonction de la température de deux SBD-100, un détecteur de 8 ml dopé avec 10 Bq  $^{241}\text{Am}$  (+) et un détecteur de 1 litre dopé avec 3,6 Bq d' $^{232}\text{U}$  (x). La courbe d'ajustement à la réponse est un polynôme de degré 2. . . . . 83
- 7-2 Étalonnage aux neutrons de la source Ac-Be du détecteur SBD-1000 56, dopé à l' $^{238}\text{U}$ , avant (o), pendant (x) et après (+) les mesures de la réponse  $\alpha$ . La courbe d'ajustement provient de la réponse aux neutrons du détecteur Cb-A01-104-006. Le point à  $45^\circ\text{C}$  est beaucoup trop haut pour être expliqué par les neutrons de la source Ac-Be. . . . . 85
- 7-3 Sensibilité  $\alpha$  du détecteur SBD-1000 39 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  mesurée avec le système GAGE en échelle linéaire (gauche) et logarithmique (droite) en fonction de la température. La courbe d'ajustement est une sigmoïde asymétrique comportant 5 paramètres. . . . . 86
- 7-4 Gauche : Variation du taux de comptage, en fonction du nombre de bulles, au cours des mesures  $\alpha$  avec le détecteur SBD-1000 39 en fonction de la température. Droite : Pourcentage du nombre d'événements rejetés sur le nombre d'événements totaux, en fonction de la température, lors d'une série de mesures avec le détecteur 39 et le système GAGE. . . . . 87

- 7-5 Sensibilité  $\alpha$  en fonction de la température mesurée avec le système VME pour les détecteurs SBD-1000 dopés : le détecteur 39 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 dopé à l' $^{238}\text{U}$  ( $o$ ). Les courbes d'ajustement sont des sigmoïdes asymétriques. . . . . 89
- 7-6 Évolution dans le temps du nombre d'événements enregistrés lors de mesures avec le détecteur SBD-1000 56 dopé à l' $^{238}\text{U}$  : la mesure est effectuée à  $22^\circ\text{C}$  (gauche) et la mesure est effectuée à  $40^\circ\text{C}$  (droite). Au cours de ces mesures, aucune diminution du taux de comptage n'est observée. . . . . 90
- 7-7 Réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD dopés en fonction de la surchauffe réduite  $s$  : SBD-100 de 8 ml dopé à l' $^{241}\text{Am}$  (+), SBD-100 de 1 litre dopé à l' $^{232}\text{U}$  (x), SBD-1000 de 1 litre dopé à l' $^{241}\text{Am}$  et mesuré avec le système GAGE ( $\diamond$  vert) et le système VME ( $\diamond$  bleu) ainsi que SBD-1000 de 1 litre dopé à l' $^{238}\text{U}$ . La réponse  $\alpha$  de tous les détecteurs a été ajustée à la sensibilité du SBD-1000 dopé à l' $^{238}\text{U}$ . La courbe d'ajustement, une sigmoïde asymétrique, ajuste bien les données sur plusieurs ordres de grandeur. . . . . 92
- 7-8 Sensibilité  $\alpha$  mesurée à haute température pour observer l'effet de la compression des détecteurs à l'azote avec le détecteur 39 (gauche) et le détecteur 56 (droite). Sont présentées, les mesures présentées précédemment ( $\diamond$ ,  $o$ ), les mesures à haute température suivant une longue période de décompression (x) et les mesures utilisant le système de compression hydraulique à l'huile minérale (+). . . . . 94
- 7-9 Simulation de la sensibilité  $\alpha$  maximale d'un détecteur SBD-1000, dopé avec 20 Bq d' $^{241}\text{Am}$ , en fonction du rayon des gouttelettes pour trois températures différentes :  $20^\circ\text{C}$  (+),  $30^\circ\text{C}$  ( $\bullet$ ) et  $40^\circ\text{C}$  (\*). La sensibilité  $\alpha$  est inversement proportionnelle à la taille des gouttelettes. . . . . 95

- 7-10 Rapport entre la sensibilité simulée obtenue à partir de trois détecteurs, chacun contenant des gouttelettes de rayon différent ( $10\ \mu m$  (x),  $15\ \mu m$  (•) ou  $30\ \mu m$  (\*)) et d'un détecteur dont les gouttelettes sont distribuées selon la distribution mesurée pour le détecteur 24 de 1 litre. Les sensibilités simulées sont ajustées au plateau. Le rapport étant compatible avec 1 de 20 à  $50^\circ C$ , on considère que la distribution en taille des gouttelettes n'influence pas la forme de la réponse  $\alpha$ . . . . . 96
- 7-11 Comparaison des simulations et des mesures de la réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD-1000 dopés : le détecteur 39 dopé à l' $^{241}Am$  ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 dopé à l' $^{238}U$  (o). Les symboles réfèrent aux résultats des simulations, alors que les courbes réfèrent aux ajustements des mesures expérimentales. . . . . 97
- 7-12 Comparaison entre la réponse  $\alpha$  simulée, en fonction de la température, du détecteur dopé à l' $^{241}Am$  (lignes pleines) et celle du détecteur dopé à l' $^{238}U$  (lignes pointillées). Les bandes montrent les incertitudes sur la réponse  $\alpha$ . Considérant la même distribution de gouttelettes pour les deux détecteurs, leur réponse  $\alpha$  est équivalente. . . . . 98
- 8-1 Réponse  $\gamma$  en fonction de la température mesurée avec 2 détecteurs SBD-1000 de 10 ml, le premier (•) et le deuxième (\*), utilisant une source de  $^{22}Na$ . Une fonction sigmoïde (Éq.8.1) ajuste les données expérimentales (ligne pointillée). . . . . 102
- 8-2 Sensibilité  $\gamma$  mesurée en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$  avec des détecteurs SBD-100 (x) et différentes sources  $\gamma$ , ainsi que des détecteurs SBD-1000 (o) et une source de  $^{22}Na$ . La sensibilité des détecteurs SBD-1000 est ajustée à celle des SBD-100. . . . . 103

- 8-3 Gauche : Taux de comptage, en bruit de fond (x) et avec une source  $\gamma$  de  $^{22}\text{Na}$  (o), mesuré avec le détecteur SBD-1000 31 de 1 litre, en fonction de la température. La courbe d'ajustement est la réponse  $\alpha$ . Droite : Sensibilité  $\gamma$ , en fonction de la température, du détecteur 31 (o) et courbe d'ajustement à la réponse  $\gamma$  obtenue avec les détecteurs SBD-1000 de 10 ml (Fig.8-1). . . . . 104
- 8-4 Spectre énergétique simulé des rayons  $\delta$  émis sur la trajectoire de muons de 1 GeV (o), d'électrons de 500 keV (+) et d'électrons de 5 keV (\*) à l'intérieur d'un détecteur. La courbe d'ajustement aux données des spectres combinés est également montrée. . . . . 105
- 8-5 Réponse  $\gamma$  simulée d'un SBD-1000 en fonction de la température utilisant le spectre de rayons  $\delta$  montré à la Figure 8-4. La ligne pointillée correspond aux mesures faites avec les détecteurs SBD-1000 de 10 ml. Les résultats des simulations ( $\bullet$ ) sont ajustés aux données expérimentales en amplitude et en température ( $^{\circ}\text{C}$ ). . . . . 106
- 9-1 Évolution du taux de comptage dû au radon d'un détecteur SBD-100 (Ca-A01-109-011) en bruit de fond. Sont indiqués les changements de bouteilles d'azote gazeux, par les triangles verts, et la présence d'une importante source d'eau près du montage, par le cercle orange. Le losange noir réfère à l'utilisation du montage à l'azote liquide pour éliminer le radon, qui a permis d'atteindre un taux de comptage de 1,5 *bul/h*. . . . 108
- 9-2 Montage avec circulation d'azote provenant d'un réservoir d'azote liquide pour éliminer le radon responsable d'un bruit de fond  $\alpha$  dans le détecteur Ca-A01-109-011. . . . . 109
- 9-3 Instrumentation utilisée pour mesurer la concentration de radon dans l'air. . . . . 109

- 9-4 Concentration de radon mesurée dans l'avant partie de la salle propre (rouge) et dans le laboratoire PICASSO (bleu) du Laboratoire René-J.-A. Lévesque. . . . . 110
- 9-5 Banc test d'émanation de radon de l'université Queens, Kingston. . . . . 112
- 10-1 Efficacités de détection du  $\chi^0$  obtenue en fonction de la température pour les détecteurs SBD-1000 opérés à une pression de 1,2 atm. L'efficacité de détection est calculée pour différentes masses de  $\chi^0$  (de gauche à droite : 500, 100, 50, 25 et 10  $GeVc^{-2}$ ). . . . . 120
- 10-2 Taux de comptage attendus des détecteurs SBD-1000 exposés à la matière sombre et opérés à une pression de 1,2 atm. On considère une section efficace d'interaction dépendante du spin entre le  $\chi^0$  et le fluor de 100 pb et une masse de  $\chi^0$  de 10, 25, 50, 100 et 500  $GeVc^{-2}$ , respectivement. 121
- 10-3 Taux de comptage, en fonction de la température, d'un détecteur destiné à la recherche de la matière sombre. La courbe d'ajustement aux données est la réponse  $\alpha$ . La somme de la réponse  $\alpha$  et la réponse  $\chi^0$  est montrée pour différentes sections efficaces :  $\sigma_\chi = 15$  pb,  $\sigma_\chi = 5$  pb et  $\sigma_\chi = 2$  pb ( $M_\chi = 50$  GeV). . . . . 122

## Remerciements

---

Je tiens à remercier ma famille, mes amis, mes collègues ainsi que mes superviseurs. Ils ont su me soutenir et m'orienter tout au long de ma maîtrise. Je me dois aussi de remercier la FCAR pour son support financier tout au long de ma maîtrise.

Je remercie le prof. Claude Leroy et le prof. Louis Lessard pour m'avoir dirigée tout au long de mes études avec le projet PICASSO. Grâce à eux, j'ai beaucoup appris. Je suis également reconnaissante envers le prof. Viktor Zacek pour m'avoir permis de participer à un excellent projet de recherche, l'expérience PICASSO. Merci également au prof. Tony Noble, pour son accueil et ses conseils lors mes visites à Queen's University, et à Hélène Lamothe, pour son aide précieuse au cours de mes années passées au "Bunker".

Merci à toute la collaboration PICASSO. Bien sûr, je dois plusieurs résultats de cette thèse à mes collègues : Razvan Gornea, Patrick Doane, Marie-Hélène Genest, Ubi Wichoski, Roxanne Guénette, Marie DiMarco, Ken Clark, François Aubin, Marie-Cécile Piro et Vincent Dorais. Un merci spécial à Razvan pour les heures passées à m'aider avec mes montages expérimentaux et le traitement des données, à Marie-Hélène pour ses bons conseils et les résultats des simulations Monte Carlo et à Patrick pour son enthousiasme et la fabrication des détecteurs, évidemment cruciale au projet. J'ai bien aimé faire partie de la collaboration PICASSO et je souhaite beaucoup de succès au projet.

Un gros merci à ma soeur Fanie pour son temps alloué à la correction de mon mémoire, sans oublier Alain, Maryse, Nancy, Nick qui y ont également contribué. Un merci spécial à M. Claude Leroy pour ses maintes lectures et corrections. Et finalement, merci à ma mère et à mes amis(es), il faut bien se distraire des fois...

## Contributions personnelles

---

Au cours de ma maîtrise, j'ai mesuré la sensibilité des détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO à diverses formes de rayonnement (neutrons, particules  $\alpha$ , rayons  $\gamma$ ). J'ai participé aux mesures de la sensibilité des détecteurs aux reculs nucléaires en fonction de la température et de la pression pour quelques énergies de faisceaux de neutrons monoénergétiques produits avec l'accélérateur linéaire TANDEM de l'Université de Montréal. Par la suite, je me suis familiarisée à la fabrication de détecteurs à gouttelettes surchauffées et j'ai contribué à la fabrication de plusieurs détecteurs PICASSO, dont un chez Bubble Technology Industry (BTI) auquel on a ajouté une source radioactive émettrice de particules  $\alpha$  et d'autres détecteurs purifiés conçus dans la salle semi-propre du Laboratoire René J.-A. Lévesque. Au sein du groupe PICASSO, je fus responsable de la mesure de la réponse  $\alpha$  de plusieurs détecteurs en fonction de la température utilisant différents types de détecteurs et de sources radioactives. Les résultats de mes analyses sont utilisés afin d'ajuster le bruit de fond de détecteurs grandement purifiés pour extraire les limites de l'expérience PICASSO sur la masse et la section efficace du  $\chi_0$ . De plus, j'ai mesuré directement la quantité de matière active, i.e. la fraction de gouttelettes dans le gel, de certains détecteurs à l'aide d'un microscope et d'une caméra et j'ai fabriqué un détecteur en pesant tous les ingrédients. En mesurant la sensibilité de ces détecteurs aux neutrons d'une source Ac-Be, j'ai obtenu une constante d'étalonnage qui permet de déterminer la masse des autres détecteurs via leur étalonnage à cette même source. Finalement, j'ai mesuré la concentration de radon dans le laboratoire René-J.-A. Lévesque et fait une série de mesures pour connaître le taux d'émanation de radon de certains matériaux afin de choisir le plus propre pour la fabrication des détecteurs PICASSO.

## Introduction

---

Depuis plusieurs années, une multitude d'observations astronomiques et cosmologiques, dont celles liées à la masse manquante de l'Univers, révèlent des failles du Modèle Standard. L'existence de matière sombre résoudrait le problème de la masse manquante. Cette matière sombre serait constituée de particules massives interagissant très faiblement avec la matière ordinaire nommées WIMP (Weakly Interacting Massive Particle) et distribuées en halo autour des galaxies. Le neutralino ( $\chi_0$ ), une particule massive (quelques dizaines à quelques centaines de  $GeV c^{-2}$ ) et stable prédite par l'extension supersymétrique (SUSY) du Modèle Standard, serait le WIMP le plus abondant de l'Univers. Plusieurs groupes recherchent cette particule exotique mais à ce jour, aucune signature telle que prédite par les divers modèles n'a été découverte. La force électrofaible est responsable de l'interaction du neutralino avec la matière ordinaire. Deux types d'interaction sont possibles : cohérente ou indépendante du spin (SI) et dépendante du spin (SD). En 2000, le groupe DAMA, qui est sensible à l'interaction SI et SD du  $\chi^0$ , a déclaré avoir détecté un signal de WIMP en utilisant un détecteur basé sur la technologie des scintillateurs à iodure de sodium (NaI) [1]. Ce signal, en tous cas pour le secteur SI, est exclu par d'autres expériences plus sensibles à l'interaction SI (EDELWEISS, CDMS). Ces expériences utilisent le germanium ( $^{76}Ge$ ) comme matière active de leurs détecteurs. PICASSO utilise des détecteurs à gouttelettes surchauffées et mesure la transition explosive de la phase liquide à la phase gazeuse des gouttelettes. Par le choix de matière active ( $^{19}F$ ), les détecteurs PICASSO sont très sensibles à l'interaction dépendante du spin et insensible à l'interaction indépendante du spin. Malgré leur faible masse active, les détecteurs PICASSO permettent d'obtenir des limites compétitives sur la masse et la section efficace dépendante du spin de l'interaction du  $\chi_0$  avec la matière ordinaire. Le projet PICASSO a débuté au début des années 1990 à l'Université de Montréal et l'utilisation de détecteurs à gouttelettes surchauffées pour détecter la matière sombre a tout d'abord été proposée dans [2, 3]. Les premiers ré-



sultats ont été reportés par les groupes PICASSO et SIMPLE [4, 5]. La collaboration PICASSO réunit maintenant des groupes de Queen's University, de Indiana University South Bend, de Czech Technical University in Prague et de l'Université de Montréal.

Le principe des détecteurs PICASSO est basé sur la mesure des effets de transition de phase liquide à phase gazeuse de gouttelettes de fréon ( $C_xF_y$ ) métastables dispersées dans un gel polymérisé. La vaporisation d'une gouttelette peut être induite par un recul nucléaire, conséquence de l'interaction d'une particule, en particulier un WIMP, avec un noyau du liquide métastable. La sensibilité des détecteurs à diverses formes de rayonnement dépend fortement de la température et de la pression de fonctionnement. Les températures de fonctionnement étant supérieures à la température de vaporisation du fréon, les gouttelettes sont dans un état métastable (surchauffé) dont la durée de vie prédite par la théorie de la nucléation spontanée est quasiment infinie [6]. La quantité de fréon sous forme de gouttelettes dans le gel est appelée masse active. Sans perturbation, le liquide demeure dans son état métastable jusqu'à ce qu'il surmonte la barrière d'énergie potentielle de l'état gazeux. La faible barrière de métastabilité permet aux gouttelettes de fréon d'être à la fois très stables et très sensibles. Lorsqu'ils sont soumis à une grande pression, les détecteurs sont inactifs, i.e. le fréon est liquide. Le liquide devient surchauffé et sensible aux formes de rayonnement lorsque la pression est relâchée. La viscosité du gel ainsi que l'égalité des densités du gel et du fréon permettent aux détecteurs d'être réutilisés suite à une période de compression. Cette technique de détection fut développée par Ing et al. [7] afin d'obtenir, pour l'industrie nucléaire, des dosimètres à neutrons réutilisables. Ces détecteurs de petits volumes (10 ml) sont commercialisés par Bubble Technology Industries (BTI) [8] sous le nom de Bubble Detector (BD). Pour ces petits détecteurs, le comptage des bulles est fait visuellement et relié à une dose de radiation. Les détecteurs PICASSO, d'un litre et plus, originalement fabriqués par BTI, sont nommés Special Bubble Detectors (SBD) et se distinguent par leur grande masse active et la pureté de leurs ingrédients. Les détecteurs PICASSO sont munis de senseurs piézo-électriques pour mesurer la transition explosive de la phase liquide à la phase gazeuse du fréon. Un détecteur PICASSO de 1 litre est montré à la Fig.0-2. La compression de ces détecteurs utilise l'azote à une pression de  $\approx 8$  atm et la masse active est de 5-10 g/litre.



Figure 0-2: Détecteur de 1 litre utilisé par l'expérience PICASSO qui tente de détecter le signal du  $\chi_0$ , particule candidate à la matière sombre. Le détecteur est muni de deux senseurs piézo-électriques afin de mesurer la transition explosive de la phase liquide à la phase gazeuse des gouttelettes de fréon.

Les WIMP n'interagissant que faiblement avec la matière ordinaire (une fraction d'événement par kg et par jour), l'obtention d'un éventuel signal produit par un  $\chi^0$  requiert des détecteurs avec un bruit de fond très bas et une grande quantité de masse active. De plus, il est primordial de connaître avec exactitude la réponse des détecteurs aux particules avec lesquelles ils interagissent. Aux conditions de température et de pression de fonctionnement pour la détection de la matière sombre, les SBD sont insensibles aux particules au minimum d'ionisation (MIP). La grande sensibilité des détecteurs aux neutrons est utilisée afin de déterminer les énergies de seuil et leur sensibilité aux  $\chi_0$  [9]. En interagissant par collision avec les noyaux des atomes du fréon, les neutrons de basse énergie induisent des reculs nucléaires de quelques keV à quelques centaines de keV, tout comme le feraient des  $\chi_0$  de masse  $10 \text{ GeV}c^{-2}$  à  $1 \text{ TeV}c^{-2}$ . Le sel et les autres ingrédients constituant le détecteur contiennent des contaminants émetteurs de particules  $\alpha$  et responsables du bruit de fond résiduel. De plus, le radon pénètre dans le détecteur et émet des particules  $\alpha$ . La réponse aux particules  $\alpha$  a été mesurée avec une grande précision et plusieurs techniques de purification et d'étanchéité au radon sont utilisées pour minimiser la contamination interne des détecteurs. Les détecteurs destinés à la recherche de matière sombre sont installés à 2km sous terre dans la mine Creighton à Sudbury où se trouve également installé l'observatoire de neutrinos

à Sudbury (SNO). Un blindage d'eau est utilisé pour amener les neutrons sous le seuil de détection. La première phase de l'expérience PICASSO utilise 40 g de masse active alors que la seconde phase, avec 1 kg de masse active, devrait permettre l'exclusion totale de la région de sections efficaces dépendantes du spin à l'intérieur de laquelle DAMA a perçu son signal.

Ce mémoire présente la réponse aux formes de rayonnement des détecteurs à gouttelettes surchauffées de l'expérience PICASSO. Le premier chapitre présente les théories et les expériences motivant la recherche du  $\chi^0$ . Le chapitre 2 est consacré à la fabrication et au fonctionnement des détecteurs à gouttelettes surchauffées. Le chapitre 3 décrit la distribution des gouttelettes dans les détecteurs et le chapitre 4 présente le système d'acquisition de données. Le chapitre 5 est dédié à la réponse des détecteurs aux faisceaux monoénergétiques de neutrons. Le chapitre 6 décrit la sensibilité des détecteurs aux neutrons d'une source Ac-Be. Les chapitres 7 et 8 donnent la réponse des détecteurs aux particules  $\alpha$  et aux rayons  $\gamma$ . Les résultats sont comparés à des simulations Monte Carlo, dont l'auteure est Marie-Hélène Genest. Le chapitre 9 présente des mesures concernant le radon. Le dernier chapitre donne la limite actuelle sur la section efficace  $\chi_0$ -nucléon obtenue par l'expérience PICASSO pour une masse de  $\chi_0$  donnée.

## CHAPITRE 1

### Matière sombre froide

---

Dans ce chapitre, un aperçu du Modèle Standard, des théories du Big Bang et des principales équations cosmologiques sera présenté. Les observations astronomiques et cosmologiques impliquant l'existence de la matière sombre et ses différents candidats seront décrits. Seront aussi résumés, les résultats de l'expérience WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe) quant à la composition de l'Univers, la théorie de la supersymétrie et les mesures de l'expérience EGRET (Energetic Gamma Ray Emission Telescope), qui aurait détecté la signature de l'annihilation des  $\chi^0$ .

#### 1.1 Le Modèle Standard de la physique des particules

Le modèle standard décrit les particules fondamentales constituant la matière de l'Univers et leurs interactions. Ce modèle est basé sur la théorie des champs et unifie les interactions électromagnétiques (faible et forte). Le Modèle Standard est conceptuellement simple et prévoit l'existence de 12 fermions de spin  $1/2$  (6 quarks et 6 leptons) ainsi que leurs anti-particules, 4 bosons de jauge de spin 1 (photon,  $W^\pm$ ,  $Z^0$ , gluon) et au moins 1 boson de Higgs de spin 0. Le photon est le porteur de la force électromagnétique, le  $W^\pm$  et le  $Z^0$  sont les porteurs de la force nucléaire faible alors que le gluon est le vecteur de la force nucléaire forte. Le boson de Higgs apparaît lorsque le champ de Higgs se couple aux autres particules de la théorie pour leur donner une masse. Les particules interagissant avec la force nucléaire forte se nomment hadrons. Il y a deux types de hadrons : les baryons et les mésons. Un baryon est composé de 3 quarks alors

qu'un méson est formé d'un quark et d'un antiquark. Les baryons et les leptons sont des fermions tandis que les mésons et les porteurs de force sont des bosons. Les 12 fermions, et leur anti-particule, ainsi que les 4 bosons de jauge ont été observés expérimentalement. Par contre, on recherche toujours le boson de Higgs. Bien que le photon et le gluon ont une masse nulle, les  $W^\pm$  et le  $Z^0$  sont assez lourds (80,3 et 91,2 GeV, respectivement) et la masse attendue du boson de Higgs est supérieure à 110 GeV. Les signatures du Higgs devraient être observées au LHC (Large Hadron Collider) où deux faisceaux de protons de 7 TeV seront mis en collision frontale à partir de 2007 au CERN (Centre Européen de Recherche Nucléaire, Genève).

Malgré ses grands succès, le Modèle Standard n'est pas la théorie ultime de la physique des particules. Présentement, la force de gravité n'est pas incluse dans ce modèle. Il est naturel de vouloir unifier toutes les interactions en une seule interaction universelle, ce que tentent de faire les théories de grande unification. De plus, la masse non nulle des neutrinos prouve l'existence d'une physique au delà du Modèle Standard [10].

## 1.2 Les théories du Big Bang

Pour décrire l'origine et l'évolution de l'Univers, les physiciens acceptent généralement les théories du Big Bang. Ces théories, en accord avec le Modèle Standard, émergent de deux idées clefs du vingtième siècle : la relativité générale d'Einstein et le principe cosmologique.

### 1.2.1 Les grandes lignes

Au tout premier instant de l'Univers, les quatre forces fondamentales sont unifiées. Au temps  $10^{-43}$  seconde, la gravitation se dissocie et on entre dans l'ère de Planck. Au

temps  $10^{-35}$  seconde, la température de l'Univers descend sous  $10^{27} K$  et le refroidissement provoque le découplage des interactions forte et électrofaible, déclenchant l'ère inflationniste au cours de laquelle la taille de l'Univers va être multipliée par un facteur gigantesque ( $\times 10^{50}$ ) en  $10^{-32}$  seconde. L'énergie du vide procède à une transition de phase, atteignant un état plus stable tout en libérant une grande quantité d'énergie. Une soupe de particules élémentaires, incluant photons, gluons et quarks, voit alors le jour et le taux d'expansion de l'Univers chute considérablement. Au temps  $10^{-10}$  seconde, l'interaction électrofaible se découple en force électromagnétique et force faible et les 4 forces de la nature sont maintenant distinctes. La période de  $10^{-10}$  à 1 seconde se nomme l'ère des particules. Lorsque la température cosmique tombe à  $10^{15} K$ , les quarks se combinent pour former une variété de hadrons, dont les plus lourds se désintègrent rapidement en protons et en neutrons. Cette ère hadronique est suivie de l'ère leptonique. Les particules légères sensibles à l'électromagnétisme et à l'interaction faible (électrons, mésons, neutrinos et leurs antiparticules) sont produites. Ces particules interagissent grandement avec leur antiparticule aboutissant à la quasi disparition des électrons et des positrons, soulignant le commencement de l'ère du rayonnement. L'Univers est maintenant dominé par les photons. Lorsque la température atteint le milliard de kelvins, i.e. lorsque l'Univers est âgé d'une centaine de secondes, s'amorce la nucléosynthèse primordiale. Les neutrons et les protons se combinent pour former le deutérium. Trois minutes plus tard, tout le deutérium s'est combiné en He. Les abondances de He, D, Li dans l'Univers dépendent de la densité de matière ordinaire présente. Au cours des 10 000 années suivantes, l'Univers entre dans une période en progression plus lente de refroidissement et d'expansion. Les photons étant continuellement créés, absorbés, annihilés et réémis, créent un Univers opaque. Dans un milieu si dense, la production de paire est la réaction dominante ( $\gamma + \gamma \longleftrightarrow e^+ + e^-$ ). Graduellement, une proportion croissante d'énergie cosmique est investie dans la formation de noyaux légers. L'expansion crée un refroidissement et la réaction de production de paire n'est plus possible. Les photons sont maintenant en équilibre avec la diffusion Compton ( $e^- + \gamma \longleftrightarrow e^- + \gamma$ ). Par la suite, les électrons emprisonnés dans les atomes n'ont plus la capacité d'interagir avec la rayonnement. 380 000 ans après le Big Bang, la réaction  $H + \gamma \longleftrightarrow p + e^-$  n'est plus possible, les électrons et les protons se recombinent en hydrogène et les photons du fond diffus se découplent de la matière baryonique. C'est

ce qu'on appelle la dernière diffusion. Pour la première fois, la lumière peut voyager librement dans l'espace. L'ère du rayonnement se termine et celle de la matière prend place. La Figure 1-1 présente une schématisation des théories du Big Bang, qui, d'après les résultats de WMAP, aurait eu lieu il y a 13,7 milliards d'années.

Certains paramètres décrivant le Big Bang ne sont pas fixés par les théories. Par exemple, la géométrie et les taux d'expansion présent, passé et futur de l'Univers doivent être observés. Les théories du Big Bang expliquent le rayonnement de fond cosmologique (CMB) et l'origine des éléments légers sans toutefois expliquer l'existence des galaxies et les structures à grande échelle. Certaines questions persistent quant à la grande homogénéité de l'Univers, l'écart entre l'échelle physique de l'Univers et l'échelle de la gravité, la grande quantité de photons et le processus physique conduisant à la fluctuation initiale de densité.

### 1.2.2 Le rayonnement de fond cosmologique (CMB)

Le rayonnement de fond cosmologique (CMB), observé dans le domaine infrarouge et radio, fut découvert en 1965 par Penzias et Wilson. Son existence soutient les théories du Big Bang et de l'inflation. Un haut degré d'isotropie caractérise ce rayonnement interprété comme résidu d'un rayonnement cosmologique chaud (3000-4000  $K$ ) dont la longueur d'onde  $\lambda$  a grandi suivant l'expansion de l'espace. Ce rayonnement a maintenant une température de 2,73  $K$  et son isotropie exclut une origine ponctuelle à l'Univers, confirmant le principe cosmologique.

### 1.3 Introduction à la cosmologie

Au début du 20<sup>e</sup> siècle, la théorie de la relativité générale d'Einstein fournit l'outil mathématique pour élaborer des modèles théoriques décrivant l'évolution de l'Univers.

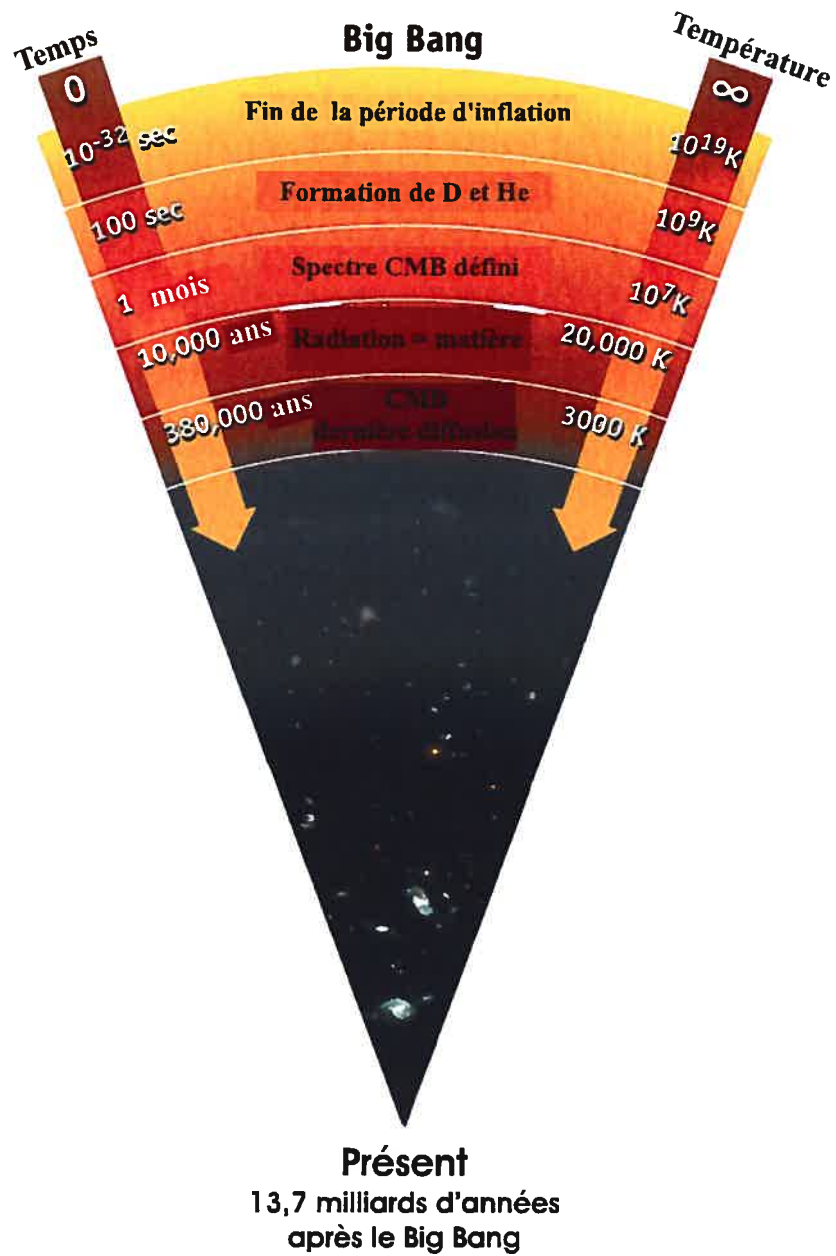


Figure 1-1: Schématisation des théories du Big Bang



Par la suite, Edwin Hubble découvre que l'Univers est en expansion. Ces observations conduisent à la loi reliant la vitesse de récession  $v$  d'une galaxie à sa distance  $D$  au centre galactique, i.e.  $v = H_0 D$ , où  $H_0$  est la constante de Hubble. Cette constante détermine le rythme de l'expansion de l'Univers et permet de calculer son âge. Plusieurs modèles réalistes furent développés, dont celui d'Alexandre Friedmann, décrivant l'évolution dans le temps de l'Univers. Dans le modèle de Friedmann, le paramètre de Hubble  $H(t)$  décrit l'évolution dans le temps du facteur d'échelle  $a$  de l'Univers

$$H(t) = \frac{1}{a} \left( \frac{da}{dt} \right). \quad (1.1)$$

Au temps de référence  $t_0$ ,  $a = \frac{r(t_0)}{r_0} = 1$ ,  $r_0$  est la position de la galaxie,  $r(t)$  est la position de la galaxie au temps  $t$ , et  $H_0 = \frac{da}{dt}(t_0)$ . L'évolution de la position d'une galaxie dans l'Univers est donnée par

$$H(t)^2 = \left( \frac{\dot{a}}{a} \right)^2 = \frac{8\pi G}{3c^2} (\rho_R + \rho_M) - \frac{kc^2}{a^2} + \frac{\lambda}{3} \quad (1.2)$$

où  $\rho_R$  et  $\rho_M$  sont les densités de rayonnement et de matière dans l'Univers au temps  $t$ ,  $k$  détermine la courbure de l'espace-temps et  $\lambda$  est la constante cosmologique. Si  $k = -1$ , l'Univers est ouvert et son expansion est infinie, si  $k = 0$ , l'Univers est plat et son expansion est statique et si  $k = 1$ , il est fermé et se contractera sur lui-même (Fig.1-2). Les termes de rayonnement, matière, courbure et constante cosmologique dominent l'expansion à des époques subséquentes proportionnellement à  $a^{-4}$ ,  $a^{-3}$ ,  $a^{-2}$  et  $a^0$ , respectivement. La densité critique de l'Univers se définit comme

$$\rho_c = \frac{3H^2}{8\pi G} \quad (1.3)$$

et les différentes contributions à l'énergie s'expriment en terme de  $\Omega_i \equiv \frac{\rho_i}{\rho_c}$ . En divisant l'équation 1.2 par  $H^2$  et en introduisant  $\rho_c$ , on obtient

$$1 = \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \rho_R + \frac{8\pi G}{3H^2 c^2} \rho_M - \frac{kc^2}{a^2 H^2} + \frac{\lambda}{3H^2}$$

$$1 = \Omega_R + \Omega_M - \Omega_k + \Omega_\lambda$$

$$\Omega_0 \equiv 1 + \Omega_k = \Omega_R + \Omega_M + \Omega_\lambda = \frac{\rho}{\rho_c}. \quad (1.4)$$

Quatre paramètres cosmologiques ( $\Omega_R$ ,  $\Omega_M$ ,  $\Omega_\lambda$  et  $H_0$ ) décrivent entièrement l'équation de Friedmann.

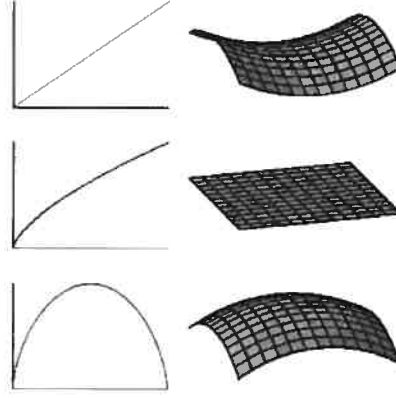


Figure 1-2: Courbures (à temps constant) et surfaces des géométries possibles de l'Univers. De haut en bas : si  $k=1$ , la géométrie est hyperbolique et la courbure est négative, si  $k=0$  la géométrie et la courbure sont planes et si  $k=-1$ , la géométrie est sphérique et la courbure est positive.

#### 1.4 La matière sombre

Récemment, on croyait que l'Univers était entièrement constitué de matière baryonique. À partir de 1970, les astronomes ont fait des observations révélant un manque de matière visible dans l'Univers. Ces observations ont d'abord eu lieu à l'échelle des galaxies et ensuite, à celle des amas de galaxies. En mesurant les mouvements des étoiles et du gaz, les astronomes "pèsent" les galaxies. La Fig.1-3 représente une courbe de rotation typique d'une galaxie spirale. La courbe des vitesses de rotation des étoiles montre un plateau, au lieu du comportement inversement proportionnel à  $1/\sqrt{R}$  prévu par la quantité de matière visible dans le centre galactique, en fonction de la distance au centre galactique ( $R$ ). Afin d'obtenir une vitesse constante en fonction de la distance au centre galactique, la distribution de matière  $M(R)$  doit augmenter linéairement avec  $R$  ( $\frac{v^2}{R} = \frac{GM(R)}{R^2}$ ). La matière visible, étant concentrée au centre des galaxies, ne démontre pas ce comportement. De plus, les vitesses de rotation des amas de galaxies dépassent les vitesses d'échappement prévues par la quantité de matière visible, indiquant 10 fois plus de masse que celle associée aux étoiles, au gaz et à la poussière [11]. Les lentilles gravitationnelles, formées par la courbure de la lumière à l'intérieur d'un champ gravitationnel, permettent aussi de mettre en évidence l'existence de matière non visible

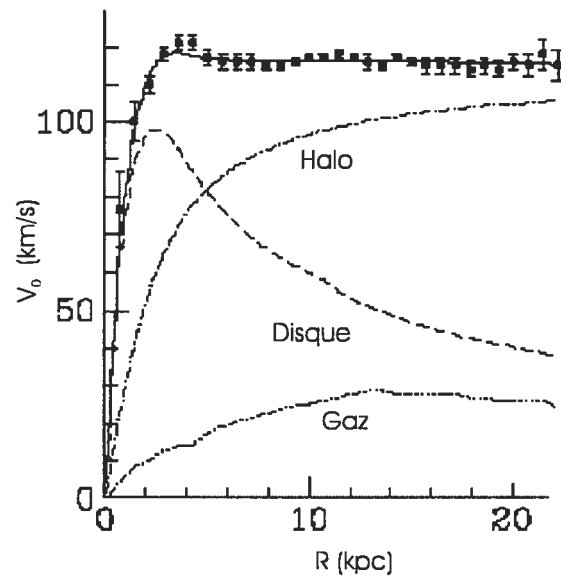


Figure 1-3: Courbe typique de la vitesse de rotation d'une galaxie spirale (NGC 6503) montrant un plateau en fonction de la distance  $R$  au centre galactique. La courbe marquée *disque* indique la vitesse qu'on devrait mesurer si la masse de la galaxie était due aux étoiles visibles et au gaz. La courbe marquée Halo indique la contribution de matière sombre nécessaire pour expliquer la courbe des vitesses de rotation.

[12]. Finalement, la formation précoce des étoiles, quelques millions d'années après le Big Bang, implique une quantité de masse manquante extrêmement importante.

### 1.4.1 Les candidats à la matière sombre

À ce jour, aucune interaction directe entre la matière sombre et la matière ordinaire n'a été observée. La nature de la matière sombre n'est pas connue et plusieurs candidats sont proposés. D'abord, les MACHO (Macroscopic Astronomical Compact Halo Objects), comme des naines brunes ( $M < \frac{M_{\odot}}{20}$ , où  $M_{\odot}$  est la masse solaire) et les trous noirs supermassifs, contiennent une quantité de matière baryonique non négligeable et ne sont pas détectables directement car ils n'émettent pas suffisamment de lumière. Par contre, on peut les détecter par lentilles gravitationnelles. La quantité de matière baryonique présente dans l'Univers est restreinte par les modèles de nucléosynthèse et ne peut compter que pour une mince fraction de la masse manquante. Ensuite, selon qu'elle est relativiste ou non, la matière sombre est chaude ou froide. La matière sombre chaude est constituée de particules légères comme les neutrinos ( $\nu$ ) alors que la matière sombre froide est constituée de particules nommées WIMP (Weakly Interacting Massive Particles). Des simulations ont montré que seule la matière sombre froide pouvait s'effondrer suffisamment rapidement pour expliquer la formation rapide d'étoiles au début de l'Univers. Les neutrinos relativistes ne joueraient donc aucun rôle dans l'évolution des structures de l'Univers car ils auraient empêché l'accrétion du gaz primordial et retardé la naissance de la première étoile. Un candidat pour les WIMP est le neutralino ( $\chi^0$ ), une particule neutre et stable prédite par la théorie de la supersymétrie (SUSY). Au début de l'Univers, la matière sombre froide aurait commencé à former des amas par gravité et lors de la recombinaison, les baryons seraient tombés dans les halos de matière sombre, expliquant la formation précoce des structures à grande échelle.

Les observations cosmologiques indiquent qu'en plus de la matière sombre froide, l'Univers serait dominé par une forme d'énergie sombre responsable d'une force répul-

sive à grande échelle capable de vaincre la force gravitationnelle. De récentes expériences mesurant l'anisotropie du rayonnement de fond cosmologique fournissent des réponses plus précises à la question de la composition de l'Univers.

### 1.4.2 L'anisotropie du rayonnement de fond cosmologique

Tout processus physique modifiant l'ensemble des fréquences du rayonnement cosmologique sur un domaine limité de l'espace entraîne une anisotropie se traduisant par un écart  $\Delta T$  de la température par rapport à la température  $T$  du milieu non perturbé. La Figure 1-4 montre les anisotropies de température du CMB mesurées par WMAP. Les anisotropies du fond diffus cosmologique (CMB) reflètent les inhomogénéités de

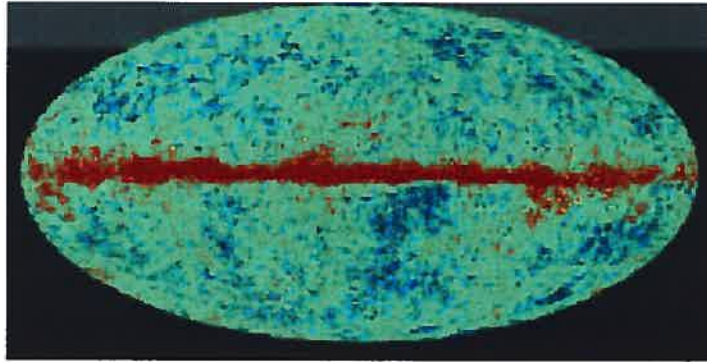


Figure 1-4: Image du rayonnement de fond cosmologique obtenue par WMAP (Wilkinson Microwave Anisotropy Probe), une expérience de la NASA mesurant la différence de température entre deux points dans le ciel. Les fluctuations de température mesurées, montrées par les variations de couleurs, sont de l'ordre du millionième.

la densité et les variations du potentiel gravitationnel dans l'Univers primordial. Ces fluctuations  $\frac{\Delta T}{T}(\theta, \phi)$  sont représentées par une cartographie de la sphère céleste et sont décomposées en harmoniques sphériques  $Y_{lm}(\theta, \phi)$ . Les multipôles  $l$  sont liés à  $\theta$  ( $l \approx 100^\circ/\theta$ ), où  $\theta$  définit la taille sur la surface de la dernière diffusion et  $\phi$  est l'angle azimutal. Les mesures des fluctuations de température ont montré l'existence de pics acoustiques accréditant les théories qui attribuent l'origine primordiale à des fluctua-

tions de densité. En effet, au moment où l'Univers devient transparent ( $\Omega_M > \Omega_R$ ), les photons très énergétiques exercent une pression s'opposant à l'attraction gravitationnelle. De plus, des fluctuations de la densité piègent les photons à l'intérieur de puits de potentiel. Les oscillations du fluide baryons-photons donnent lieu à des ondes acoustiques. Ces oscillations sont confinées au rayon de Hubble lors de la recombinaison à la dernière diffusion ( $\frac{1}{H_{rec}}$ ). Les régions de compression (points chauds) et de déplétion (points froids) occupent des volumes en connexion causale. Un "instantané" du fluide en oscillation lors de la dernière diffusion peut être déduit du CMB avec une résolution de  $1^\circ$ .

Le fond diffus cosmologique est distribué sur la surface d'une sphère, vue de l'intérieur, et présente une distribution de température

$$T(\hat{q}) = T_0 + \Delta T(\hat{q}) = T_0 [1 + (\Delta T/T)(\hat{q})] \quad (1.5)$$

en fonction de la direction angulaire  $\hat{q}$  sur le ciel. Par définition, la valeur moyenne des fluctuations  $\Delta T/T$  est nulle. Il est commode de développer en harmoniques sphériques toute quantité (ici  $\Delta T/T$ ) distribuée sur la surface d'une sphère selon

$$\Delta T/T(\hat{q}) = \sum_{l=2}^{\infty} \sum_{m=-l}^{m=l} a_{lm} Y_{lm}(\hat{q}), \quad (1.6)$$

où les coefficients

$$a_{lm} = \int_{4\pi} d\Omega \frac{\Delta T}{T}(\hat{q}) Y_{lm}(\hat{q}) \quad (1.7)$$

caractérisent l'intensité des modes propres définis par les harmoniques sphériques  $Y_{lm}(\hat{q})$ . Les harmoniques sphériques satisfont la condition de normalisation  $\int_{4\pi} d\Omega \cdot Y_{lm} Y_{l'm'} = \delta_{ll'} \delta_{mm'}$ , où l'intégrale est effectuée sur toute la sphère céleste, et le théorème d'addition

$$\sum_m Y_{lm}(\hat{p}) Y_{lm}(\hat{q}) = \frac{(2l+1)}{4\pi} P_l(\cos\alpha), \quad (1.8)$$

où  $P_l$  est un polynôme de Legendre et  $\cos\alpha = \hat{p} \cdot \hat{q}$  est le cosinus de l'angle  $\alpha$  entre les deux directions considérées. La statistique de  $\Delta T/T$  est totalement déterminée par les coefficients  $a_{lm}$ . Le terme  $l = 0$  représente la valeur moyenne sur le ciel et le terme  $l = 1$  correspond au dipôle, ils ne sont pas inclus dans la sommation (Éq.1.6).

Le dipôle est d'intensité 1000 fois supérieure à toute autre anisotropie et est dû au mouvement particulier du système solaire par rapport à la surface de la dernière diffusion. L'homogénéité de l'Univers entraîne une isotropie globale du CMB. On définit les coefficients relatifs à chaque mode  $l$  par :

$$C_l = |a_l^2| = \frac{1}{2l+1} \sum_{m=-l}^l |a_{lm}|^2. \quad (1.9)$$

Pour une statistique gaussienne, les coefficients sont indépendants et les phases aléatoires. L'émission du ciel est maintenant décomposée en harmoniques sphériques et produit un spectre de puissance angulaire ( $C_l$ ).

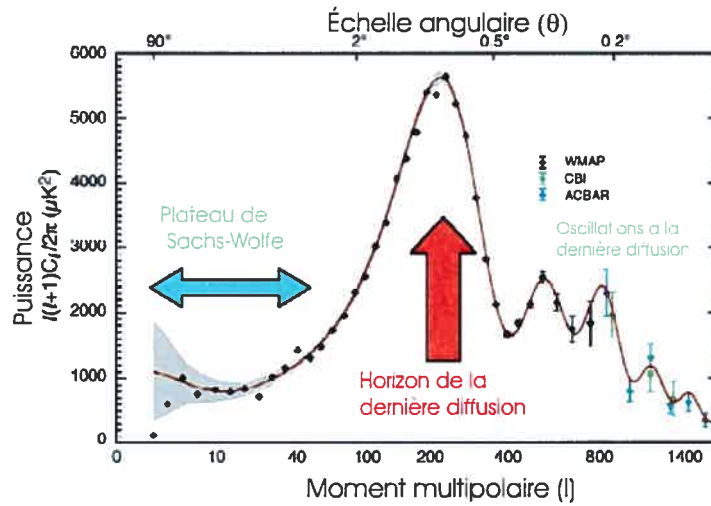


Figure 1-5: Spectre de puissance des anisotropies de température du CMB en fonction de l'échelle angulaire  $\theta$  et de l'échelle de moment multipolaire  $l$ . Sont présentées les données de WMAP [13] ainsi que les données de CBI (Cosmic Background Imager, un télescope radio situé à 5000 mètres d'altitude au dessus des Andes chiliennes) [14] et de ACBAR (Arcminute Cosmology Bolometer Array Receiver, situé au Pôle Sud) [15], trois expériences destinées à mesurer les différences de température dans le rayonnement de fond cosmologique.

La Figure 1-5 montre le spectre de puissance des anisotropies de température en fonction de l'échelle angulaire  $\theta$  et du moment multipolaire  $l$ . Dans le cadre des modèles inflationnistes standards, le spectre comporte trois zones. D'abord, le plateau de

Sachs-Wolfe à basse résolution angulaire, qui est lié à la physique de l'Univers primordial. Ensuite, aux échelles intermédiaires, les pics acoustiques, ou pics Doppler, qui correspondent aux oscillations acoustiques du plasma à l'époque du découplage. Pour  $l < 100$ , les oscillations ont une période plus grande que les dimensions de l'Univers à l'époque de la dernière diffusion alors que pour les grandes valeurs de  $l$ , les fluctuations résultent de modes d'oscillation plus élevés. L'amplitude relative et la position angulaire des pics acoustiques fournissent de l'information sur la composition de l'Univers. La position du 1<sup>ier</sup> pic contraint  $\Omega_R + \Omega_M + \Omega_\Lambda$ , nous informant sur la géométrie de l'Univers, et son amplitude donne l'ampleur de l'anisotropie et augmente avec  $\Omega_B$ . Le rapport des intensités des 1<sup>ier</sup> et 2<sup>ième</sup> pics est sensible à  $\Omega_B$ . La troisième phase correspond aux photons ayant un parcours moyen supérieur aux modes d'oscillation à la dernière diffusion. Les perturbations engendrées sont optiquement faibles et plusieurs modes sont présents, réduisant la contribution de chacun.

En 1992, la sonde COBE (COsmic Background Explorer) a été la première à détecter une légère variation de température ( $\Delta T \approx 1 \times 10^{-5} \text{ }^\circ\text{C}$ ) dans le rayonnement du CMB. Par la suite, WMAP, avec sa grande résolution angulaire et sa sensibilité ( $\Delta T \approx 1 \times 10^{-6} \text{ }^\circ\text{C}$ ), affina les observations de l'anisotropie du CMB. La lumière captée par WMAP aurait été émise 379 000 ans après le Big Bang. L'Univers serait maintenant âgé de 13,7 milliards d'années et serait toujours en expansion. WMAP nous renseigne quant à la géométrie plane de l'Univers ( $\Omega_{tot} = 1, 0 \pm 0, 1$ ), à la contribution de la matière ( $\Omega_R + \Omega_M \approx 0.3$ ), à la contribution de la constante cosmologique ( $\Omega_\Lambda \approx 0.7$ ) et au paramètre de Hubble ( $H_0 = 71(\text{km/sec})/\text{Mpc}$ ) [16]. De plus, WMAP a détecté la première ignition d'une étoile, 200 millions d'années après le Big Bang. Les résultats de WMAP quant à la composition de l'Univers sont illustrés à la Fig.1-6. La matière sombre froide constituerait 23% de la masse totale de l'Univers, dont la majeure partie est sous forme d'énergie sombre. Cette énergie proviendrait de la constante cosmologique et non de la quintessence. La constante cosmologique est statique, uniforme et représente la densité du vide alors que la quintessence est une forme d'énergie sombre dynamique et distribuée inhomogènement dans l'Univers [18]. L'existence de matière et d'énergie sombre nécessitent l'élaboration de théories allant au delà du Modèle Standard.



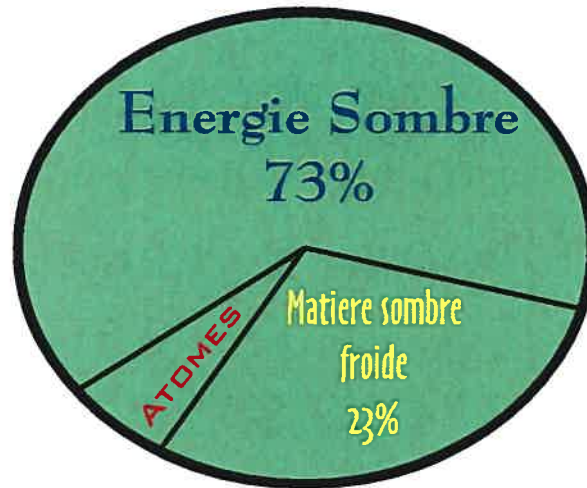


Figure 1-6: Nature et abondance des composantes de l'Univers obtenues à partir des données de WMAP [17].

### 1.5 Les modèles supersymétriques

La théorie de la supersymétrie (SUSY) propose une symétrie entre fermions et bosons : chaque particule de spin  $j$  a un partenaire de spin  $|j - 1/2|$ . Les particules d'un couple SUSY (fermion, boson) ont les mêmes masses, charges électriques, isospins faibles et degrés de liberté de couleur. En raison de leurs nombres quantiques, tous les partenaires sont de nouvelles particules. Cette théorie résout les problèmes de la hiérarchie de masse. En effet, le Modèle Standard ne prévoyant pas de symétrie pour limiter la masse du boson de Higgs, celle-ci peut théoriquement atteindre  $\approx 10^{19} \text{ GeV}/c^2$  (ce qui ne tient pas compte de la théorie des perturbations et des corrections radiatives qui limitent la masse du Higgs à  $1 \text{ TeV}/c^2$ ). L'attribution d'un partenaire fermionique au Higgs permet l'annulation exacte des corrections radiatives. Le Modèle Standard Supersymétrique Minimal (MSSM) comporte un nombre minimal de nouvelles particules (quark  $\leftrightarrow$  squark, lepton  $\leftrightarrow$  slepton, boson de Higgs  $\leftrightarrow$  Higgsino et boson de jauge  $\leftrightarrow$  gaugino) et d'interactions.

SUSY ne peut être une symétrie exacte de la nature, sinon les sparticules auraient la même masse que les particules et on les aurait déjà détectées. Les différences de

masse entre les partenaires SUSY s'expliquent par un terme de masse commun à tous les spartenaires, sans brisure de symétrie électrofaible, par opposition aux particules du Modèle Standard. Par contre, les mécanismes de brisure de la supersymétrie sont inconnus. La supersymétrie introduit la parité-R, définie comme

$$R = (-1)^{L+3B+2J}, \quad (1.10)$$

où  $L$  est le nombre leptonique,  $B$  est le nombre baryonique et  $J$  est le spin. La parité vaut  $+1$  pour les particules du Modèle Standard et  $-1$  pour leur spartenaire. Les modèles supersymétriques conservant la parité-R prévoient naturellement l'existence d'une particule relique stable et interdisent son couplage électromagnétique à la matière normale. La nature et les propriétés de cette particule dépendent du mécanisme de brisure de la supersymétrie, cette dernière comportant un grand espace de paramètres possibles.

La révision la plus simple et la plus directe de la théorie de la supersymétrie est le modèle de supergravité minimale (mSUGRA), comportant des termes brisés par des mécanismes gravitationnels. Ce modèle unifie les constantes de couplage de jauge à l'échelle de la théorie de la grande unification (GUT), à laquelle la symétrie électrofaible est brisée et les paramètres de brisure de masse sont universels. Ce modèle est caractérisé par 5 paramètres : la masse des gauginos ( $m_{1/2}$ ), la masse des sfermions ( $m_0$ ), le paramètre trilineaire ( $A_0$ ) à l'échelle de la GUT, le paramètre de mélange du Higgs ( $\tan\beta$ ) et le signe du paramètre de mélange du Higgs ( $\mu$ ).  $m_0$  et  $m_{1/2}$  sont déterminées par l'unification des constantes de couplage de jauge alors que la valeur absolue de  $\mu$  est déterminée par la brisure de la symétrie électrofaible. La sparticule la plus légère (LSP) de ce scénario est le neutralino ( $\chi^0$ ), état propre de masse de quatre spartenaires de spin  $1/2$  : le photonino (spartenaire du photon), le zino et le wino (spartenaires du boson Z et W) ainsi que le higgsino (spartenaire du boson de Higgs) [19, 20]. Le  $\chi^0$  n'interagit pas avec les forces forte et électromagnétique et son faible couplage avec la matière fait de lui un bon candidat à la matière sombre. Le  $\chi^0$  est une particule de Majorana, i.e. qu'il est lui-même son antiparticule, de spin  $1/2$  pouvant être produite (annihilée) par paire lors de l'annihilation (création) d'un fermion et d'un antifermion via l'échange du boson  $Z^0$ , du boson de Higgs ou d'une

particule supersymétrique (Fig.1-7).

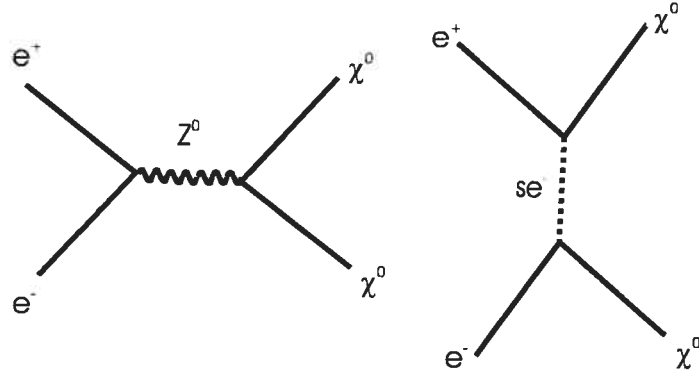


Figure 1-7: Exemple de production de paire de  $\chi^0$  sous l'échange du boson Z (gauche) et d'un sélectron (droite) lors de l'annihilation d'un électron et d'un positron.

Les interactions de jauge des sleptons et des squarks restent les mêmes que pour les particules du Modèle Standard alors que la phénoménologie des spartenaires dépend des paramètres supersymétriques et de la conservation ou de la violation de la parité-R. La masse et la section efficace d'annihilation des  $\chi^0$  dépendent donc des paramètres supersymétriques. À ce jour, aucune particule SUSY n'a été observée expérimentalement et on tentera de les détecter au LHC. L'abondance relique des  $\chi^0$  est montrée sur la Figure 1-8 a) et b) ( $\tan\beta = 30$  et  $\tan\beta = 50$ , respectivement) en fonction des paramètres mSUGRA [21]. Les contraintes apportées par les observations cosmologiques sur l'abondance relique des  $\chi^0$  sont importantes pour  $\tan\beta \leq 40$ . La détection d'une diffusion  $\chi^0 - \text{noyau}$  dépend de la section efficace d'interaction ( $\sigma_{\chi}^{\text{noyau}}$ ) et des propriétés locales du halo de  $\chi^0$  dans notre galaxie (la densité locale  $\rho_{\chi}$  et la distribution des vitesses des  $\chi^0$ ). La quantité  $\xi$  ( $\xi \leq 1$ ) mesure la fraction de matière sombre associée au  $\chi^0$ . La Figure 1-8 c) représente la quantité  $\xi\sigma_{\chi}^{\text{noyau}}$  en fonction de la masse du  $\chi^0$  ( $M_{\chi}$ ) pour les paramètres mSUGRA. L'intervalle de  $M_{\chi}$  correspond à une large variété d'halos galactiques. La Figure 1-8 d) montre la densité des  $\chi^0$  ( $\rho_{\chi}$ ) nécessaire à la détection d'un signal en fonction de leur abondance relique. Plusieurs modèles SUSY se chevauchent dans la région d'intérêt de WMAP ( $0,05 \leq \Omega_{\chi} h^2 \leq 0,3$  et  $0,18 \leq \rho_{\chi}/(\text{GeV cm}^{-3}) \leq 1,68$ ). Dans cette région, le  $\chi^0$  est le constituant dominant

de la matière sombre au niveau de l'Univers et au niveau galactique. La Figure 1-8 d) montre également l'espace où le  $\chi^0$  ne compte que pour une fraction de la matière sombre froide et l'espace où il y a plus de  $\chi^0$  dans notre galaxie que dans le reste de l'Univers. On voit qu'il existe plusieurs modèles supersymétriques où l'abondance des  $\chi^0$  peut expliquer la quantité de matière sombre et que le taux d'interaction du  $\chi^0$  avec les détecteurs actuels pourrait permettre leur détection.

### 1.6 Évidence indirecte du Neutralino : le surplus de rayons $\gamma$ galactiques mesuré par EGRET et interprété comme produit de l'annihilation des $\chi^0$

En s'annihilant, les neutralinos génèrent des paires fermions-antifermions du Modèle Standard, majoritairement des paires de quarks  $b\bar{b}$  [22], donnant lieu à des processus de fragmentation, principalement dûs à la désintégration du  $\pi^0$ . Les produits de fragmentation sont des photons (typiquement 30-40 photons par annihilation), protons, antiprotons, électrons et positrons. Les protons et les électrons sont indiscernables du reste de la matière dans l'Univers mais l'antimatière, spécialement les positrons, et les rayons  $\gamma$  très énergétiques seraient détectables au dessus du bruit de fond des interactions nucléaires. En effet, les photons provenant de l'annihilation de la matière sombre auraient un spectre bien différent car les WIMP sont très non-relativistes et s'annihilent presque au repos. Les quarks ainsi produits sont monoénergétiques et leur énergie est approximativement égale à la masse du WIMP. Le résultat est un spectre  $\gamma$  avec une brusque coupure en énergie au double de la masse du WIMP. Les positrons, antiprotons et les rayons  $\gamma$  provenant de l'annihilation du  $\chi^0$  expliqueraient la forme et le flux de rayons  $\gamma$  diffus en excès par rapport aux modèles standards galactiques dans les données de EGRET (Energetic Gamma Ray Emission Telescope) [23]. Ce télescope a pris des mesures pendant 9 ans dans l'espace sur le Compton Gamma Ray Observatory (CGRO). La section efficace d'annihilation des  $\chi^0$  en rayons  $\gamma$  serait compatible avec les théories supersymétriques et les mesures de WMAP. Cette hypothèse est examinée en détails dans [24, 25].

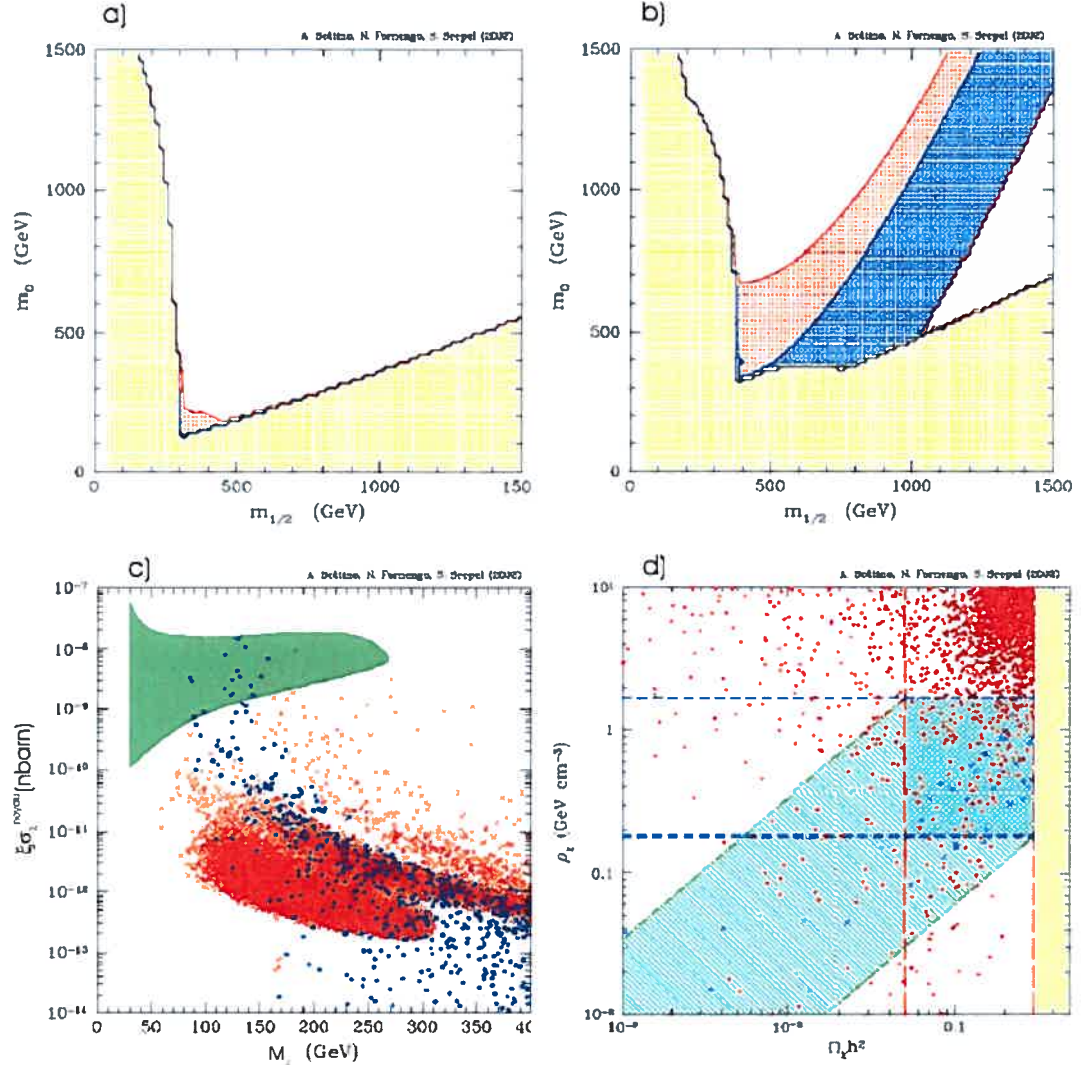


Figure 1-8: Paramètres du modèle mSUGRA et de sa particule stable la plus légère ( $\chi^0$ ) [21]. Les régions rouges correspondent à la région d'intérêt cosmologique ( $0.05 \leq \Omega_M h^2 \leq 0.3$ ), les régions bleues à  $\Omega_{\chi^0} h^2 < 0.05$  (les  $\chi^0$  ne comptent que pour une partie de la matière sombre) et la région jaune est exclue par les contraintes théoriques et expérimentales. a) Le plan  $m_{1/2} - m_0$  pour  $\tan\beta = 30$ . b) Même chose que a) pour  $\tan\beta = 50$ . c) Produit  $\xi\sigma_{\chi^0\text{noyau}}$  en fonction de la masse du  $\chi^0$ . La région verte est compatible avec le signal détecté par DAMA pour une interaction SI. d) Densité locale des  $\chi^0$  ( $\rho_{\chi^0}$ ) versus leur abondance relic ( $\Omega_{\chi^0} h^2$ ). Les lignes horizontales délimitent la région permise par la densité totale de matière sombre, les verticales montrent l'intervalle cosmologique d'intérêt et les obliques délimitent l'intervalle où la densité locale des  $\chi^0$  est réduite proportionnellement à leur densité moyenne dans l'Univers.

### 1.6.1 Annihilation des $\chi^0$

Au tout premier temps de l'Univers, lorsque les particules sont produites abondamment et sont en équilibre thermique avec les processus d'annihilation et de création de paire de particules, l'évolution dans le temps de la densité des  $\chi^0$  est donnée par l'équation de Boltzmann :

$$\frac{dn_\chi}{dt} + 3Hn_\chi = - \langle \sigma v \rangle (n_\chi^2 - n_{\chi^{eq}}^2) \quad (1.11)$$

où  $H$  est le taux d'expansion de Hubble,  $n_\chi$  est la densité actuelle de  $\chi^0$ ,  $n_{\chi^{eq}}$  est leur densité à l'équilibre thermique et  $\langle \sigma v \rangle$  est la moyenne du produit entre la section efficace ( $\sigma$ ) totale d'annihilation et la vitesse relative ( $v$ ) des  $\chi^0$ . Le terme de Hubble rend compte de la diminution de la densité due à l'expansion de l'Univers, le premier terme de droite représente la décroissance due à l'annihilation de paire alors que le deuxième terme représente l'augmentation de la densité par la réaction de création de paire. Lorsque la température de l'Univers descend sous la masse du WIMP (la loi de Stefan-Boltzmann met en relation la température et la densité d'énergie, celle-ci étant reliée à la masse), leur densité et leur taux d'annihilation ( $\Gamma = \langle \sigma v \rangle n_\chi$ ) chutent exponentiellement. Les WIMP cessent de s'annihiler lorsque le taux d'annihilation est inférieur au taux d'expansion de l'Univers. La "congélation" se fait à une température de  $\approx M_\chi/22$  [26] et est responsable de l'abondance relique actuelle des  $\chi^0$ . Dans le cas où  $\langle \sigma v \rangle$  est indépendant de l'énergie, la densité relique des  $\chi^0$ , en terme de la densité critique, est [20]

$$\Omega_\chi h^2 = \frac{M_\chi n_\chi}{\rho_c} \approx \frac{2 \cdot 10^{-27} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}}{\langle \sigma v \rangle}. \quad (1.12)$$

Indépendamment de leur masse, la densité relique des  $\chi^0$  est inversement proportionnelle à leur section efficace d'annihilation au temps de congélation. Présentement,  $\Omega_\chi h^2 = 0,113 \pm 0,009$  [27] donc  $\langle \sigma v \rangle \approx 2 \cdot 10^{-26} \text{cm}^3 \text{s}^{-1}$  à la température de congélation du  $\chi^0$ . Les facteurs de boost possibles des taux d'annihilation seront calculés à partir de cette section efficace qui, en l'absence de résonance et de coannihilation avec d'autres particules, ne dépend que de la valeur de la constante de Hubble .

### 1.6.2 Surplus de rayons $\gamma$ galactiques mesuré par EGRET

Comparées au bruit de fond  $\gamma$  des modèles galactiques conventionnels, les données de EGRET montrent clairement un excédent de rayons  $\gamma$  à une énergie au dessus de 1 GeV (Fig.1-9). La principale source du bruit de fond  $\gamma$  est la désintégration du  $\pi^0$ ,

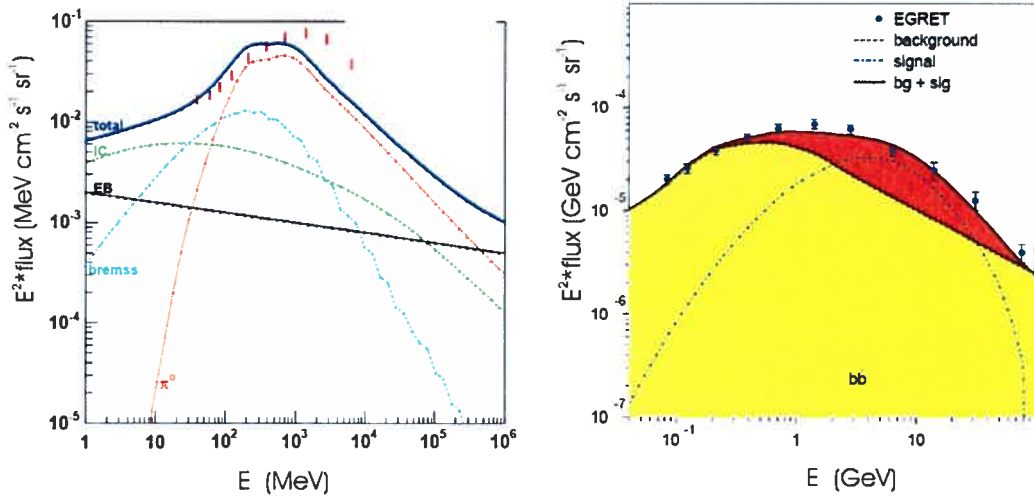


Figure 1-9: Gauche : Le spectre de rayons  $\gamma$  de la galaxie calculé avec le modèle GALPROP en comparaison avec les données de EGRET [24]. La somme des composantes du bruit de fond est montrée par la ligne pleine et n'est pas compatible avec les barres d'erreurs verticales des données de EGRET pour les énergies supérieures à 1 GeV. Droite : Même chose avec une composante additionnelle provenant de l'annihilation des  $\chi^0$  ( $M_{\chi} = 90$  GeV).

méson produit par les interactions nucléaires, surtout des collisions inélastiques entre protons ou entre proton et He. La diffusion inverse de Compton et le rayonnement inverse Bremsstrahlung des électrons participent également au bruit de fond. Ces spectres définissent le bruit de fond avec un maximum à 70 MeV suivi d'une décroissance exponentielle. La forme du bruit de fond  $\gamma$  provient du programme GALPROP, fournissant une description détaillée de notre galaxie [28]. La Figure 1-9 de gauche montre le spectre de rayons  $\gamma$  observé par EGRET et le compare au bruit de fond  $\gamma$ . L'excès à une signifiante statistique de plus de  $10\sigma$  en comparaison aux modèles galactiques conven-

tionnels. Afin d'ajuster les données sans ajout de matière sombre, il faudrait supposer des protons beaucoup plus énergétiques, ce qui est limité par le nombre d'antiprotons. En considérant les rayons  $\gamma$  produits par l'annihilation des  $\chi^0$ , les données sont bien représentées par le courbe d'ajustement (Fig.1-9 de droite). La composante du signal des  $\chi^0$  provient du programme DarkSusy [29]. Les données sont bien décrites jusqu'à 120 GeV avec l'ajout des rayons  $\gamma$  produits par l'annihilation des  $\chi^0$ . L'analyse des données de EGRET favorise une masse légèrement inférieure à 50 GeV [24].

L'excès est observé dans plusieurs régions du ciel avec le même spectre (Fig.1-10), comme le prévoit l'existence de la matière sombre, excluant la possibilité d'une source ponctuelle inconnue. Le flux le plus intense de rayons  $\gamma$  diffus provient de la région

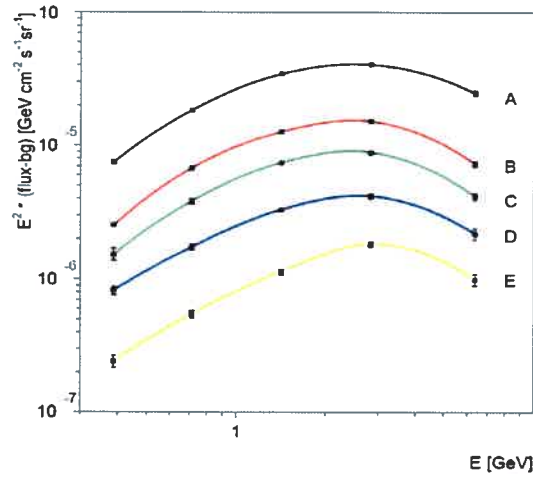


Figure 1-10: Comparaison des spectres de l'excès dans les données de EGRET par rapport au modèle GALPROP mesurés dans plusieurs régions galactiques : A)centre, B)disque, C)périphérie, D)petites longitudes et E)grandes longitudes. La même forme est observée pour chaque spectre, indiquant une origine commune.

du centre galactique (région A) mais le signal reste fort dans les régions situées aux longitudes extrêmes (région D et E). Le taux d'annihilation des  $\chi^0$  est proportionnel à leur densité au carré et celle-ci est à son maximum au centre du halo, ce qui explique les différentes contributions des différents endroits dans la galaxie. Une grande variété de halos est proposée et discutée dans [24].



Le flux de rayons  $\gamma$  est proportionnel à  $1/R^2$ , où  $R$  est la distance au centre galactique, ce qui explique le caractère plat de la courbe des vitesses de rotation. La cartographie du ciel obtenue par EGRET détermine la structure du halo. Celui-ci est compatible avec un halo isothermique triaxial dont l'axe majeur est dans le plan de la galaxie et les rapports des axes intermédiaire/majeur et mineur/majeur sont  $b/a \approx 0,8 \pm 0,1$  et  $c/a \approx 0,9 \pm 0,1$ , respectivement. La présence de matière sombre dans le disque est corrélée avec un anneau d'étoiles autour de la galaxie à une distance de 14 kpc. L'anneau aurait une masse de  $\approx 8 \cdot 10^{10} M_{\odot}$  (la masse totale du halo est  $\approx 3 \cdot 10^{12} M_{\odot}$ ) et expliquerait le mystérieux changement de pente de la courbe de rotation à  $R = 1,1 R_0$ . Un deuxième excès de rayons  $\gamma$  à 4.3 kpc coïncide avec un anneau de grande densité d'hydrogène moléculaire, possiblement attirée par le puits de potentiel des  $\chi^0$  présents. Différents profils sont montrés à la Figure 1-11.

Les signaux d'annihilation des WIMP sont compatibles avec la supersymétrie pour un facteur de boost de 20 (Fig.1-12). Le facteur de boost représente les fluctuations locales de la densité de matière sombre et étant donné l'homogénéité de l'excès, est similaire dans toutes les directions. Cet accord constitue une forte évidence de la nature supersymétrique de la matière sombre. La matière sombre se voit donc interprétée comme le partenaire supersymétrique du rayonnement du bruit de fond cosmique. Le LHC pourra confirmer ou nier l'interprétation de cette évidence car les masses des particules prévues par cette dernière analyse sont à sa portée. La Figure 1-12 montre l'espace des masses supersymétriques permis par WMAP et EGRET.

D'après les données de EGRET et conformément aux modèles supersymétriques, la section efficace SI pour une collision élastique entre un WIMP et un proton serait de l'ordre de  $10^{-43} \text{ cm}^2$ , ce qui est à la portée des expériences de détection directe de la matière sombre. À ce jour, la meilleure limite sur la section efficace d'interaction SI entre un WIMP et un proton est  $4 \times 10^{-43} \text{ cm}^2$ , obtenue par l'expérience CDMS [30], et celle sur la section efficace d'interaction SD est  $10^{-36} \text{ cm}^2$ , provenant de l'expérience PICASSO [31], pour un WIMP ayant une masse de  $60 \text{ GeV}/c^2$ .

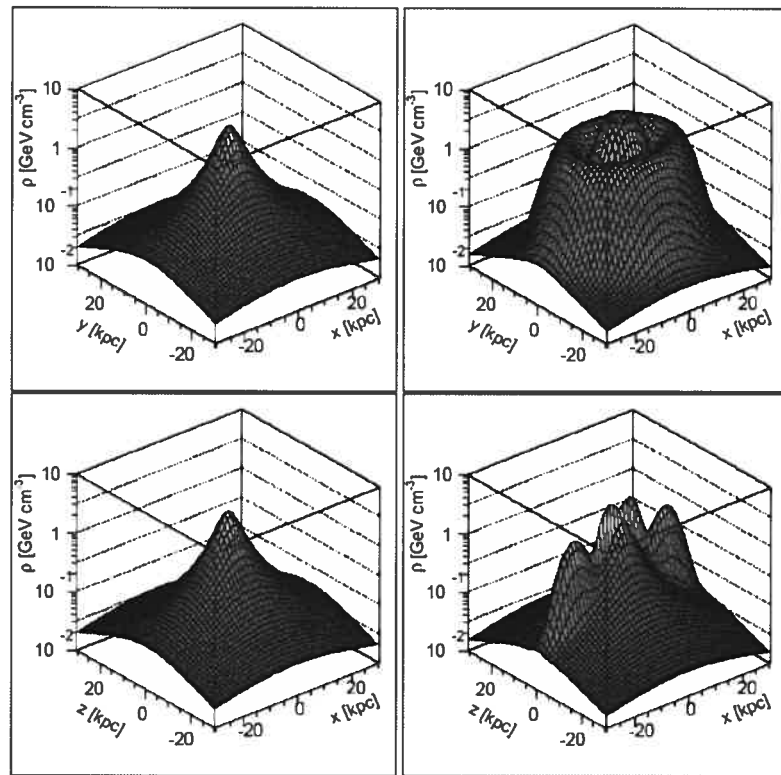


Figure 1-11: Distributions 3D du halo de  $\chi^0$  dans les plans  $xy$  -(haut) et  $xz$  -(bas), sans (gauche) et avec (droite) les anneaux de matière sombre. La forme elliptique et les structures en anneaux sont visibles dans le disque (plan  $z=0$ ).

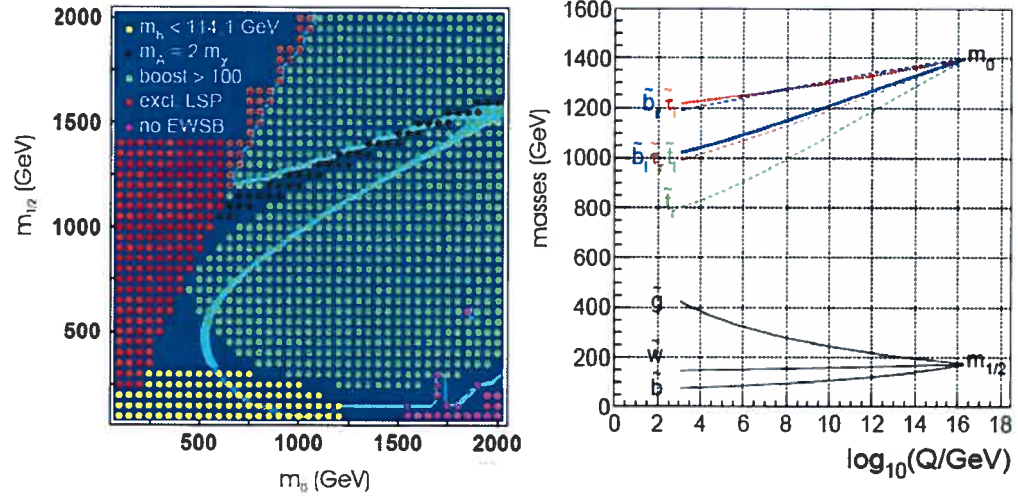


Figure 1-12: Gauche : Plan  $m_0$  et  $m_{\frac{1}{2}}$  des paramètres supersymétriques pour  $\tan \beta = 51$ ,  $\mu > 0$  et  $A_0 = 0,5m_0$ . Seulement un petit intervalle de masses supersymétriques est permis par les données de WMAP (région bleue foncée) et de EGRET (mince ligne bleue pâle) et des théories électrofaibles. Les régions pointillées sont exclues : région où la masse du Higgs prédite est inférieure aux limites expérimentales (en bas à gauche), intervalle où les corrections radiatives des gauginos, qui sont légers dans cette région, sont trop faibles pour induire une brisure de la symétrie électrofaible (i.e. la région où il n'y a pas de mécanisme EWSB (Electro Weak Symmetry Breaking), en bas à droite), région où la particule la plus légère et stable est chargée (i.e. où le lepton stau est la LSP, en haut à gauche), la mince région où le  $\chi^0$  entre en résonnance ( $m_A = 2M_\chi$ ) et finalement, la région centrale où le facteur de boost est supérieur à 100. Seulement deux régions des paramètres SUSY sont permises :  $m_0 \approx 600$  GeV et  $m_{\frac{1}{2}} \approx 400$  GeV ainsi que  $m_0 \approx 1400$  GeV et  $m_{\frac{1}{2}} \approx 180$  GeV. Cette dernière est favorisée par les données de EGRET et requiert une valeur de  $m_0$  supérieure à 1 TeV. Droite : Évolution, à partir de l'échelle de la GUT, des particules supersymétriques. Dans la région des paramètres SUSY favorisée par les données de EGRET, les squarks et les sleptons ont une masse dans la région de un ou plusieurs TeV, alors que les gluinos et les charginos sont relativement légers.

## CHAPITRE 2

### Les détecteurs PICASSO

---

#### 2.1 Fabrication des SBD

Un détecteur PICASSO (SBD) consiste en une émulsion de gouttelettes de fréon dispersée dans un polymère aqueux. La première étape de la fabrication des SBD est la purification de tous les ingrédients chimiques, incluant l'eau, entrant dans la fabrication du gel. Le fréon est incorporé avant la polymérisation du gel donc la densité de la solution doit être égalisée à celle du fréon afin d'éviter une migration des gouttelettes vers le bas du détecteur. En effet, le gel, constitué principalement d'eau, a une densité d'environ 1 kg/litre alors que les fréons utilisés ont une densité d'environ 1,5 kg/litre à 22°C. Pour égaliser les densités, une grande quantité de sel doit être dissoute dans la solution. PICASSO utilise généralement le chlorure de césium (CsCl) de par sa grande densité et solubilité dans l'eau (3,988g/cm<sup>3</sup> et 185g<sub>sel</sub>/100g<sub>eau</sub>, respectivement, aux conditions normales). Le CsCl est utilisé en grande quantité et est naturellement contaminé par des actinides, émetteurs de particules- $\alpha$  descendants du thorium (Th) et de l'uranium (U). Il est la principale source de contamination des SBD. Le processus de purification consiste en la dissolution du sel dans l'eau (solution à 10%), l'ajout d'hydroxide de titane (HTiO), un précipité qui attire les contaminants, et la filtration de la solution finale avec des filtres munis de pores d'une taille aussi fine que 0,1  $\mu$ m [32]. La solution est ensuite évaporée afin d'augmenter la concentration de la solution saline. Les autres ingrédients du gel sont également purifiés selon cette procédure. De son côté, le fréon est distillé avant d'être incorporé à la solution. La purification des ingrédients et la fabrication des détecteurs se font dans l'environnement de la salle

propre du laboratoire René-J.-A.-Lévesque de l'Université de Montréal.

La seconde étape est la préparation de la solution aqueuse ultra pure contenant les agents purifiés nécessaires à la création d'un polymère tridimensionnel. La solution d'eau salée et des monomères (acrylamide, bis-acrylamide, anhydride maléique) est neutralisée (l'acrylamide étant acide, on ajoute de l'hydroxide de sodium (NaOH)), dégazée et versée dans un contenant avec un mélange d'amonium persulfate (APS) et de triton X-100, préalablement gelé au fond du contenant. Le triton ( $C_{14}H_{22}O(C_2H_4O)_9$ ) est l'agent surfactant créant l'interface entre les gouttelettes et le gel. Le tout est congelé à une température inférieure à la température d'ébullition  $T_b$  du fréon afin que celui-ci demeure sous forme liquide lorsqu'ajouté au monomère. Par la suite, une quantité de "temed" neutralisé est ajoutée sur le dessus de la solution gelée. Le contact de l'APS et du temed initie la réaction de polymérisation.

La troisième étape est l'ajout du fréon à la solution gelée. Par la suite, le contenant est refermé hermétiquement et immergé dans un bain d'eau afin de dégeler la solution. Quand la solution, qui à ce point n'est que monomère, devient liquide, un vortex est induit dans le contenant pendant environ 1 minute en utilisant un brasseur désaxé ou une hélice au fond du contenant. Le vortex forme et disperse les gouttelettes de fréon, alors que l'égalité entre les densités du monomère et du fréon ainsi que la viscosité, plutôt faible, de la solution maintiennent les gouttelettes en suspension. Afin d'optimiser la réaction de polymérisation, l'émulsion de fréon est placée dans un bassin d'eau à une température de  $\approx 30^\circ C$ . La réaction de polymérisation étant exothermique, le détecteur subit une hausse de température pouvant provoquer la transition de phase liquide à phase gazeuse de certaines gouttelettes. Pour éviter ce processus endommageable pour le gel, la consolidation de la structure du gel se fait à une grande pression ( $\approx 40$  atm).

La solution étant corrosive, tout contact entre un métal et la solution de CsCl doit être évité. La corrosion du métal introduirait des impuretés et des contaminants radioactifs dans la solution. L'effet de la purification sur les taux de comptage en bruit de fond des détecteurs est montré à la Figure 2-1 pour les détecteurs de 1 litre. Le taux

de comptage diminue par trois ordres de grandeur sur un intervalle de 4 ans, depuis le temps où les ingrédients n'étaient pas purifiés jusqu'au moment où tous les ingrédients étaient purifiés.

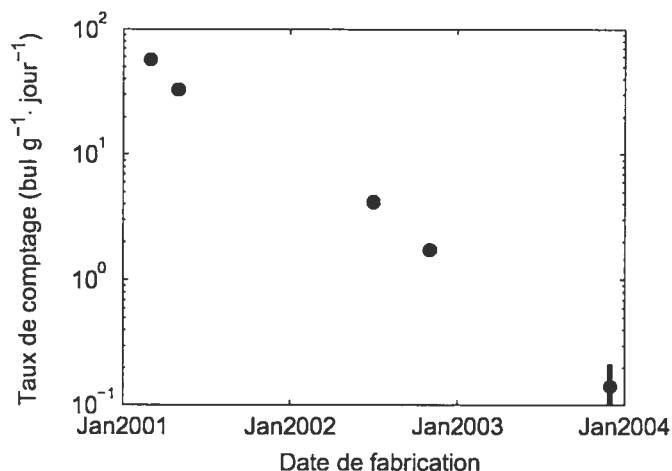


Figure 2-1: Évolution du bruit de fond des SBD depuis le temps où les détecteurs n'étaient pas purifiés jusqu'au moment où ils étaient tous purifiés.

La fabrication des détecteurs dopés avec une source radioactive émettrice de particules  $\alpha$ , pour les mesures de la réponse  $\alpha$  des détecteurs, se fait chez BTI afin de ne pas contaminer la salle propre du laboratoire René-J.-A.-Lévesque. Les étapes de fabrication sont les mêmes, à l'exception de la purification des ingrédients qui est superflue pour les détecteurs dopés. La solution radioactive, ajoutée à la solution gelée précédemment au fréon, doit être hydrophile afin qu'elle se mélange uniformément à la solution sans effet surfactant.

La nomenclature des détecteurs PICASSO est sous la forme PQ-RST-UVW-XYZ. P décrit le type de gaz (SBD-100=C, SBD-1000=M) et Q dépend du sel utilisé (a=aceNa, b=CsCl et les majuscules signifient que les détecteurs sont dopés aux particules  $\alpha$ ). R se rapporte à la sorte de contenant et ST à son volume (A01 et P01 sont des contenants de 1 litre en acrylique et en polypropylène alors que a10 et v22 sont des contenants en acrylique de 10 ml et en verre de 22 ml). U est le dernier chiffre

de l'année de fabrication et VW est le mois de fabrication. Finalement, XYZ est un numéro d'identification unique au détecteur. Les propriétés du gaz (e.g. la température critique) ne sont pas affectées par la composition du gel. En effet, un détecteur de type Apfel [33], détecteur à gouttelettes surchauffées conçu par Robert Apfel et dont les ingrédients du gel sont différents de ceux des détecteurs SBD, a les mêmes seuils en énergie qu'un détecteur SBD contenant le même type de gaz.

## 2.2 Fonctionnement des SBD

Le principe de détection des SBD est basé sur celui des chambres à bulles [34]. La matière active, le fréon, est métastable aux conditions de température et de pression de fonctionnement des détecteurs en l'absence de nucléation hétérogène, i.e. sans perturbation de l'extérieur. En interagissant avec le détecteur, les particules déposent de l'énergie et peuvent provoquer une explosion gouttelette-bulle. La réponse des détecteurs aux particules incidentes est déterminée par les propriétés thermodynamiques du liquide actif, soit la température critique  $T_c$ , la température d'ébullition  $T_b$ , la température de fonctionnement et la pression externe ainsi que par les mécanismes de transfert d'énergie.  $T_c$  est définie comme la température au-dessus de laquelle la phase liquide ne peut plus exister et  $T_b$ , la température au-dessus de laquelle le fluide devient vapeur ou surchauffé. Entre la température d'ébullition et la température critique, il y a une pression au-dessus de laquelle les gouttelettes vont être thermodynamiquement stables et le détecteur insensible aux formes de rayonnement. Après irradiation, les détecteurs sont donc mis sous pression (8 atm), les bulles sont comprimées en gouttelettes et les détecteurs peuvent être utilisés à nouveau. Jusqu'à maintenant, l'expérience PICASSO utilise deux types de détecteurs, SBD-100 et SBD-1000, comportant différents gaz. Les SBD-100 sont composés d'un mélange de fluorocarbures (50%  $C_3F_8$ , 50%  $C_4F_{10}$ ) et sont sensibles aux neutrons d'énergie supérieure à 100 keV aux conditions normales. Les SBD-1000 ne contiennent que du  $C_4F_{10}$  et l'énergie minimale des neutrons détectés est 1000 keV aux mêmes conditions de fonctionnement [4].  $T_c$  et  $T_b$  pour les détecteurs PICASSO sont données dans la table 2-1.

SBD	$T_c$	$T_b$
100	365,7K	247,8K
1000	386,3K	270,7K

Tableau 2-1: Température critique et température d'ébullition en degrés Kelvin pour les deux types de gaz des détecteurs PICASSO.

Lorsqu'une particule incidente dépose suffisamment d'énergie à l'intérieur d'une gouttelette pour déclencher la transition de phase liquide à phase gazeuse, le liquide dans la gouttelette est vaporisé et la bulle ainsi formée est emprisonnée à son site de formation dans le polymère. La transition de phase explosive est accompagnée d'une onde de choc acoustique détectée par des senseurs piézo-électriques. Le passage de l'état liquide à l'état gazeux peut être induit par un recul nucléaire (neutrons,  $\chi^0$ ) ou un dépôt direct d'énergie (rayons  $\gamma$ , particules  $\beta$  ou particules  $\alpha$ ). Les SBD sont des détecteurs à seuil car un dépôt minimal d'énergie est requis pour la vaporisation d'une gouttelette. Leur sensibilité aux formes de rayonnement dépend fortement de la température et de la pression de fonctionnement. Le dépôt d'énergie nécessaire à la vaporisation d'une gouttelette doit être localisé. Par exemple, l'onde de choc créée par la transition de phase liquide à phase gazeuse d'une gouttelette ne produit pas la densité d'énergie suffisante pour générer la vaporisation des gouttelettes voisines.

La théorie de Seitz décrit le processus de vaporisation des liquides surchauffés traversés par des particules chargées déposant de l'énergie et produisant des pics de chaleur [35]. Sans perturbation, les gouttelettes restent dans un état de métastabilité car elles doivent franchir une barrière d'énergie potentielle pour devenir gazeuses. La barrière d'énergie potentielle est donnée par l'équation du potentiel de Gibbs [36]

$$E_c = \frac{16\pi}{3} \frac{\sigma(T)^3}{(p_i - p_0)^2}, \quad (2.1)$$

où  $p_0$  et  $p_i$  sont la pression externe et la pression de vapeur de la gouttelette. Leur différence représente le degré de surchauffe.  $\sigma(T) = \sigma_0(T_c - T)/(T_c - T_0)$  est la tension de surface de l'interface liquide-vapeur à la température  $T$  et  $\sigma_0$  est la tension de surface à une température de référence  $T_0$  (e.g.  $T_b$ ). Il peut y avoir formation d'une bulle si



une énergie minimale  $E_{min}$  excédant  $E_c$  est déposée sur une distance  $l_c \approx a_l R_c$ , où  $R_c$  est donné par

$$R_c = \frac{2\sigma(T)}{p_i - p_0}. \quad (2.2)$$

Les valeurs de  $a_l$  suggérées dans la littérature se situent entre 2 et 13 [6, 37] mais des simulations Monte Carlo de la réponse des SBD aux particules  $\alpha$  et aux neutrons indiquent plutôt  $a_l \approx 18$  [38]. L'énergie déposée sur  $l_c$  est

$$E_{dép} \approx dE/dx \cdot l_c, \quad (2.3)$$

où  $dE/dx$  est l'énergie moyenne déposée par unité de distance, i.e. le transfert d'énergie linéaire (LET) dans la gouttelette. La condition pour déclencher une transition de la phase liquide à la phase gazeuse devient  $E_{dép} \geq E_{min}$ . Si l'énergie transférée est inférieure à  $E_{min}$ , aucune bulle n'est formée. Plus l'énergie transférée est supérieure à  $E_{min}$ , plus la transition de phase est probable. La probabilité de vaporisation des gouttelettes n'est donc pas une fonction abrute mais augmente avec l'énergie transférée. Ceci est équivalent à une augmentation de la température au dessus de la température de seuil. Cette interprétation provient de mesures de la réponse aux neutrons thermiques des détecteurs contenant divers chlorates en fonction de la température [39]. Ces résultats montrent que les détecteurs deviennent très sensibles aux neutrons thermiques, par la réaction  $^{35}\text{Cl}(n, p)^{35}\text{S}$ , en augmentant la température au-dessus de la température de seuil.

La réponse aux formes de rayonnement des détecteurs près des seuils est bien décrite par une fonction sigmoïde [40]. La probabilité qu'une énergie déposée  $E_{dép}$  dans le fréon, dont l'énergie de seuil est  $E_{min}$ , génère une transition de phase de l'état liquide à l'état gazeux est donnée par

$$P = 1 - \exp\left[\frac{-a(E_{dép} - E_{min})}{E_{min}}\right], \quad (2.4)$$

où  $a$  est un paramètre libre devant être ajusté aux données expérimentales. Une partie importante de l'énergie déposée est transformée en chaleur. L'énergie de seuil est donc reliée à l'énergie critique par le facteur d'efficacité  $\eta$  ( $\eta = E_c/E_{min}$ ). Les valeurs de  $\eta$  se situent entre  $2 < \eta < 6\%$  [41, 42].

L'énergie de seuil dépend du transfert d'énergie de la forme de rayonnement incident ainsi que de la température et de la pression de fonctionnement. Les conditions de fonctionnement peuvent être choisies telles que le matériel actif des détecteurs ( $^{19}\text{F}$ ) soient principalement sensibles aux reculs nucléaires, permettant la discrimination du bruit de fond  $\beta$  et  $\gamma$  (Fig.2-2). Pour ces conditions de fonctionnement, les détecteurs sont sensibles aux reculs causés par les  $\chi^0$ , aux neutrons de l'environnement (provenant de la spallation des noyaux par les  $\mu$  cosmiques et des réactions  $(\alpha, n)$ ) et aux particules  $\alpha$  (contamination interne). L'énergie déposée par les particules  $\alpha$  est plus importante que l'énergie déposée par les reculs nucléaires induits par les  $\chi^0$  car l'énergie des particules  $\alpha$  ( $\approx 5 \text{ MeV}$ ) se trouve au-delà du pic de Bragg.

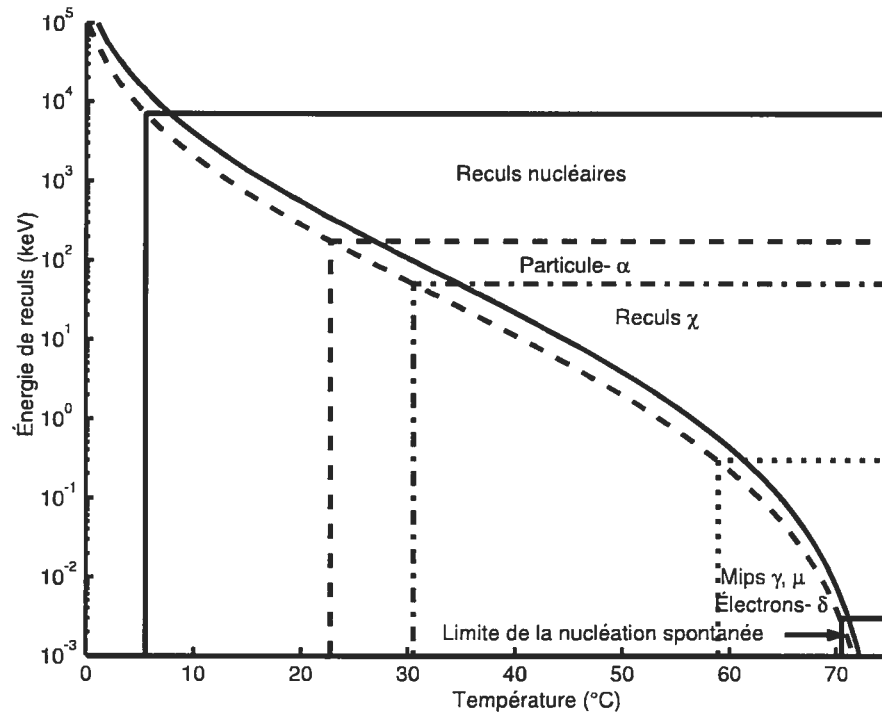


Figure 2-2: Énergie de recul du  $^{19}\text{F}$  en fonction de la température pour les détecteurs SBD-1000. Aux températures de fonctionnement des détecteurs destinés à la recherche de la matière sombre, les détecteurs sont insensibles aux particules au minimum d'ionisation (MIP) et aux rayons  $\gamma$ .

Les réponses des détecteurs comportant différents fréons se comparent en utilisant la variable de surchauffe réduite  $s$ , introduite par d'Errico [39] et définie par

$$s = \frac{T - T_b}{T_c - T_b}. \quad (2.5)$$

Par définition, on a  $0 \leq s \leq 1$ . Pour tous les gaz,  $s = 0$  lorsque  $p_0 = p_i$  ou  $T = T_b$  et  $s = 1$  lorsque  $T = T_c$ . Respectivement, ce sont les limites inférieure et supérieure de l'état de surchauffe. Les limites de métastabilité sont décrites dans [43]. La phase fluide des liquides organiques cesserait d'exister entre 90% et 100% de la température critique absolue lorsque celle-ci est soumise à la pression atmosphérique. Les mesures de la réponse des détecteurs SBD-100 et SBD-1000 aux neutrons montrent qu'il faut utiliser  $0,9T_c$  pour obtenir un bon accord entre les réponses des deux sortes de détecteurs. Par conséquent, une valeur effective de la surchauffe réduite  $s$  sera utilisée avec  $T_c$  remplacé par  $0,9T_c$  dans l'Éq.2.5.

## CHAPITRE 3

### Distribution des gouttelettes de fréon

---

La réponse des détecteurs aux formes de rayonnement dépend de la taille et de la quantité de gouttelettes de fréon dispersées dans le gel (voir chapitre 6 et 7). Obtenues précédemment pour un détecteur de 10 ml [4], la distribution des diamètres des gouttelettes et la quantité de masse active a été mesurée directement avec un microscope pour plusieurs détecteurs de 1 litre et un détecteur de 5 litres. La distribution des gouttelettes de détecteurs de type Defender (Dg), détecteurs à gouttelettes surchauffés fabriqués et commercialisés par BTI [44], a également été mesurée. Ces derniers sont fabriqués par capillaires, i.e. le liquide actif est inséré dans le gel à l'aide d'une seringue, et présentent une distribution beaucoup plus uniforme et un diamètre moyen plus grand que les détecteurs SBD.

#### 3.1 Instrumentation et méthode

Des échantillons du gel à plusieurs positions dans le détecteur sont observés à l'aide d'un microscope à transmission, couplé à une caméra digitale, elle-même reliée à un ordinateur. Le microscope utilisé est emprunté au département de médecine dentaire de l'Université de Montréal. À l'aide d'un fil métallique, des tranches de gel à différentes hauteurs du détecteur sont coupées et de minces échantillons, dont l'épaisseur est de l'ordre du millimètre, sont prélevés sur le bord, au centre et à une position intermédiaire de la tranche. La distance focale de l'appareil détermine la profondeur de champ, i.e. la profondeur de l'échantillon qui est au foyer. En variant ce paramètre d'un pas constant,

on enregistre des images subséquentes du gel. Par la suite, les images sont analysées avec un programme LabView [45] permettant d'ouvrir les différentes images, de tracer des cercles autour des gouttelettes et d'obtenir un fichier de sortie contenant les diamètres mesurés en pixels. La distribution de la taille des gouttelettes et la fraction du volume actif sur le volume total, le *loading* ( $L$ ), sont alors obtenues. La Figure 3-1 montre des exemples de photos de gel prises avec le microscope. On remarque que certaines

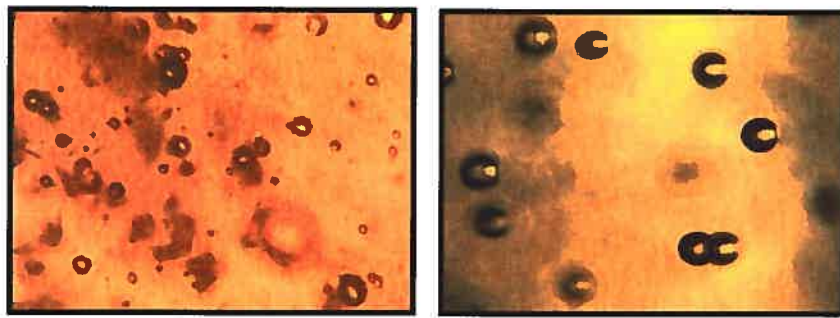


Figure 3-1: Exemples de photos du gel prises avec le microscope. Gauche : le grossissement est  $\times 10$ , l'échantillon provient du détecteur MB-A01-404-056. Droite : le grossissement est  $\times 4$ , l'échantillon provient d'un détecteur de type Defender (Dg-v14-307-038). Les détecteurs de type Defender présentent des gouttelettes plus grosses et plus uniformes que celles des détecteurs SBD.

gouttelettes sont très près les unes des autres. La vaporisation d'une gouttelette peut donc provoquer la vaporisation de la gouttelette voisine lorsque les gouttelettes se touchent. Par contre, les signaux multiples générés par le même événement sont éliminés car un temps mort de quelques  $ms$  est imposé entre 2 événements lors du traitement des données.

### 3.2 Étalonnage du microscope

Nous avons étalonné la profondeur optique avec une lamelle de verre dont l'épaisseur ( $1006 \pm 1 \mu m$ ) fut mesurée avec un micromètre;  $322 \pm 8$  graduations étaient nécessaires pour franchir l'épaisseur de la lamelle. Ensuite, nous avons étalonné les différentes

lentilles à l'aide d'un fil d'argent de  $50 \mu m$  de diamètre. Le tableau 3-1 résume les étalonnages du microscope.

Profondeur optique	$\mu m/grad$
$p$	$3,12 \pm 0,08$
Grossissement	$\mu m/pixel$
$\times 4$	$6,25 \pm 0,08$
$\times 10$	$2,59 \pm 0,04$
$\times 20$	$1,30 \pm 0,02$
$\times 40$	$0,633 \pm 0,01$

Tableau 3-1: Étalonnage de la profondeur optique ( $p$ ), en  $\mu m/graduation$ , et des différentes lentilles du microscope servant aux mesures de la distribution des gouttelettes.

### 3.3 Résultats

La distribution des gouttelettes de quatre SBD-100 de 1 litre [46], de deux SBD-1000 dopés avec des particules  $\alpha$ , d'un SBD-1000 de 5 litres et de plusieurs Defender a été mesurée au microscope. À l'exception du détecteur de 5 litres fabriqué à l'aide d'une hélice au fond du contenant dans la salle propre du laboratoire, tous ces détecteurs SBD ont été fabriqués avec un brasseur désaxé chez BTI (voir Chapitre 2). Le tableau 3-2 résume les différentes mesures. La distribution de la taille des gouttelettes est caractérisée par son diamètre le plus probable ( $d_{max}$ ) et sa largeur à mi-hauteur ( $\lambda$ ). La fraction, ou loading ( $L$ ), du volume actif ( $V_{actif}$ ) sur le volume total de gel analysé ( $V_{total}$ ) est calculée selon

$$L = \frac{V_{actif}}{V_{total}} = \frac{\sum \frac{4}{3}\pi r^3}{l_1 \times l_2 \times p \times \#grad/photo \times \#photos}, \quad (3.1)$$

où  $r$  est le rayon de la gouttelette,  $l_1$  et  $l_2$  sont les dimensions de la fenêtre d'analyse et  $p$  est la profondeur optique. La distribution des gouttelettes d'un détecteur BD de 10 ml a été mesurée de façon similaire [40]. Les gouttelettes du détecteur BD de 10 ml ont

Détecteur	Date	M	V $mm^3$	N	$d_{moy}$ $\mu m$	$\lambda/d_{max}$	L %
Cb-24	juillet-03	$\times 20$	$8,2 \pm 0,5$	9063	$9 \pm 1$	1,5	$0,40 \pm 0,04$
Cb-26	avril-04	$\times 40$	$2,1 \pm 0,1$	1515	$11 \pm 1$	1,6	$0,36 \pm 0,10$
Cb-27	avril-04	$\times 40$	$1,8 \pm 0,1$	1437	$11 \pm 1$	1,4	$0,59 \pm 0,15$
Cb-28	avril-04	$\times 40$	$2,9 \pm 0,2$	5407	$8 \pm 1$	1,1	$0,25 \pm 0,02$
MB-39	avril-05	$\times 10$	$36,8 \pm 2,1$	20157	$12 \pm 1$	1,4	$0,21 \pm 0,03$
MB-56	avril-05	$\times 10$	$28,6 \pm 1,7$	17350	$14 \pm 1$	1,6	$0,37 \pm 0,05$
Dg-37	août-03	$\times 4$	$58,6 \pm 7,1$	160	$172 \pm 7$	0,4	$0,83 \pm 0,13$
Dg-51	août-03	$\times 4$	$87,8 \pm 9,8$	124	$152 \pm 6$	0,3	$1,63 \pm 0,28$
Dg-52	août-03	$\times 4$	$68,7 \pm 7,8$	62	$302 \pm 9$	0,3	$7,26 \pm 1,22$
Mb-66	avril-05	$\times 4$	$5,5 \pm 0,3$	1262	$15 \pm 1$	1,6	$0,24 \pm 0,03$

Tableau 3-2: Caractéristiques des mesures de la distribution de gouttelettes avec le microscope : détecteur, date de la mesure, grossissement de la lentille (M), volume de gel (V) et nombre de gouttelettes (N) analysées, diamètre moyen ( $d_{moy}$ ), largeur à mi-hauteur ( $\lambda$ ) de la distribution divisée par le diamètre le plus probable ( $\lambda/d_{max}$ ) et fraction (L) du volume actif sur le volume total.

un diamètre moyen de  $8,3 \mu m$  et la largeur de la distribution en taille des gouttelettes est  $\lambda = 30 \mu m$ . Ce détecteur contient plus de grosses gouttelettes que les détecteurs SBD.

### 3.3.1 Détecteurs SBD

Les Figures 3-2 et 3-3 présentent la distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre pour les détecteurs SBD.

Les détecteurs SBD étudiés présentent tous une distribution de gouttelettes semblable avec un diamètre moyen d'une dizaine de  $\mu m$ . La courbe d'ajustement à la

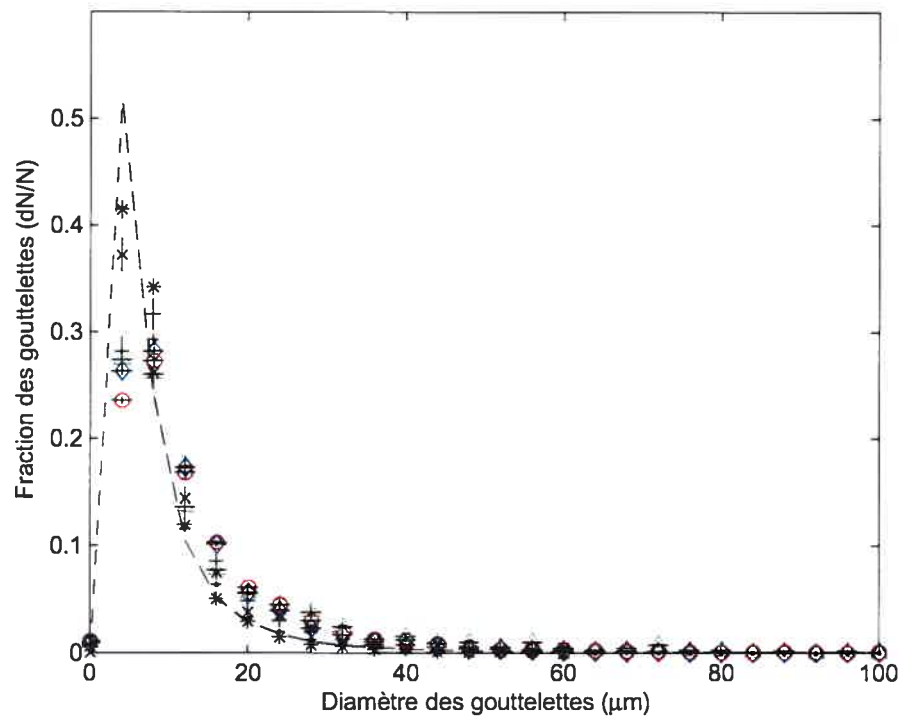


Figure 3-2: Distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre pour plusieurs détecteurs : quatre SBD-100 (24:., 26:x, 27:+, 28:\*), deux SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:o) et un SBD-1000 de 5 litres (66:Δ). La courbe d'ajustement à la distribution des détecteurs SBD est montrée pour le détecteur 24.

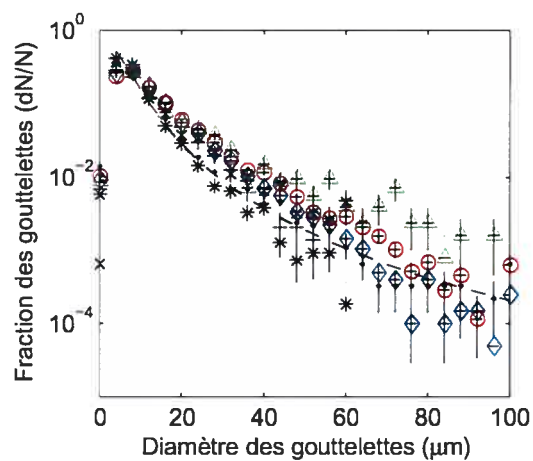


Figure 3-3: Même chose que la Figure 3-2 en échelle semi-logarithmique.



distribution du nombre de gouttelettes des SBD en fonction de leur diamètre est décrit par

$$y = A \cdot e^{B - C \ln d - D/d}, \quad (3.2)$$

où A,B,C,D sont les paramètres à ajuster et d est le diamètre des gouttelettes. Les largeurs à mi-hauteur ( $\lambda$ ) et les diamètres les plus probables ( $d_{max}$ ) du Tableau 3-2 proviennent des courbes d'ajustement, dont celle du détecteur 24 montrée à la Figure 3-2, ayant comme paramètres A=1, B=15,58, C=3,37 et D=12,64  $\mu m$ . La distribution des gouttelettes des SBD-100 26 à 28 a été mesurée avec la lentille du microscope dotée du grossissement maximal ( $\times 40$ ). Conséquemment, un petit volume de gel a été analysé et seulement les gouttelettes dont le diamètre était inférieur à 60  $\mu m$  ont été observées. Afin de calculer la fraction du volume actif sur le volume total pour ces détecteurs, les courbes d'ajustement aux données avec une coupure à  $d = 200 \mu m$  ont été considérées. On remarque que le détecteur de 5 litres fabriqué avec une hélice présente une distribution similaire à celles des détecteurs fabriqués avec un brasseur désaxé. Les mesures de la distribution des gouttelettes des deux détecteurs dopés aux particules  $\alpha$  (39 et 56) donnent des résultats semblables mais les gouttelettes du détecteur 56 sont légèrement plus grosses que celles du détecteur 39. La Figure 3-4 illustre la distribution de la fraction du volume actif en fonction du diamètre des gouttelettes pour ces détecteurs. Les gouttelettes dont le diamètre est approximativement 30 et 50  $\mu m$  comptent pour la majeure partie du volume actif des détecteurs 39 et 56, respectivement.

Le comportement de la fraction  $L$  du volume actif sur le volume total a été étudié en fonction de la position de l'échantillon dans le gel avec les détecteurs 24, 39 et 56. La Figure 3-5 présente la fraction de volume actif sur le volume total en fonction de la hauteur de la tranche dans le détecteur, alors que la Figure 3-6 réfère à cette fraction en fonction de la position de l'échantillon dans la tranche (bord, intermédiaire, centre). Le détecteur SBD-100 24 semble avoir plus de gouttelettes sur le dessus, alors que les détecteurs SBD-1000 dopés contiennent plus de gouttelettes au fond du détecteur. Cette observation, pour les détecteurs dopés, tient compte que les tranches 4-12-18 cm, 10-16 cm et 8-14 cm ont été analysées par des personnes différentes. BTI utilise la même quantité de sel lors de la fabrication des détecteurs SBD-100 et SBD-1000. La densité des gouttelettes étant plus grande pour les SBD-1000, une concentration

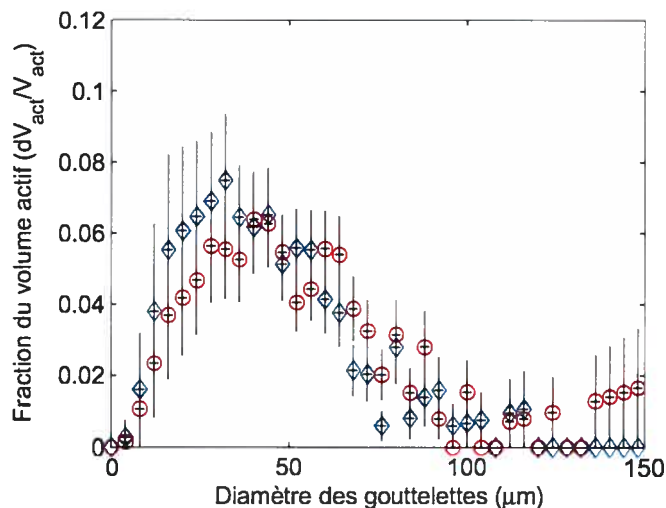


Figure 3-4: Distribution du volume actif en fonction du diamètre des gouttelettes pour deux détecteurs SBD-1000 dopés avec des particules  $\alpha$  (39:◇ et 56:○).

plus élevée de gouttelettes dans le fond du contenant est attendue pour ces détecteurs. Les bords des détecteurs dopés 39 et 56 semblent contenir plus de masse active que les centres de ceux-ci, mais cette tendance n'est pas observée dans la distribution des gouttelettes du détecteur 24.

### 3.3.2 Détecteur de type Defender (Dg)

Le contenant du détecteur Dg-37 de 14 ml a été fendu et la partie supérieure du détecteur ( $\approx 1,5$  cm) a été coupée afin d'étudier la distribution des gouttelettes dans le gel. Les gouttelettes des détecteurs Dg-51 et Dg-52 de 22 ml ont été observées à l'aide du microscope à travers le contenant de verre, i.e. sans prélever des échantillons du gel. La distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre, pour les détecteurs de type Defender, est montrée à la Figure 3-7. Les gouttelettes de ces détecteurs sont plus uniformes et ont un diamètre moyen un facteur environ 20 plus grand que celui des gouttelettes des détecteurs SBD. La taille et l'abondance des gouttelettes, dans les détecteurs de type Defender, engendrent fréquemment la formation d'amas de bulles,

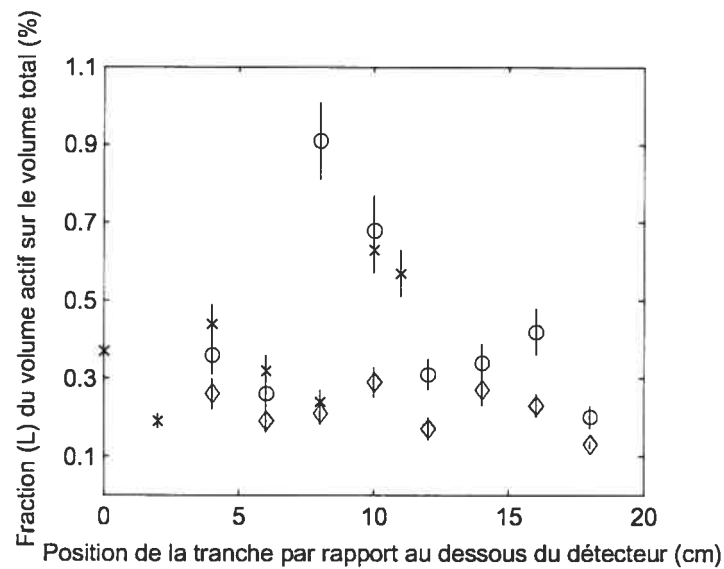


Figure 3-5: Fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total en fonction de la hauteur de la tranche pour le détecteur SBD-100 24 (x) et deux détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:○).

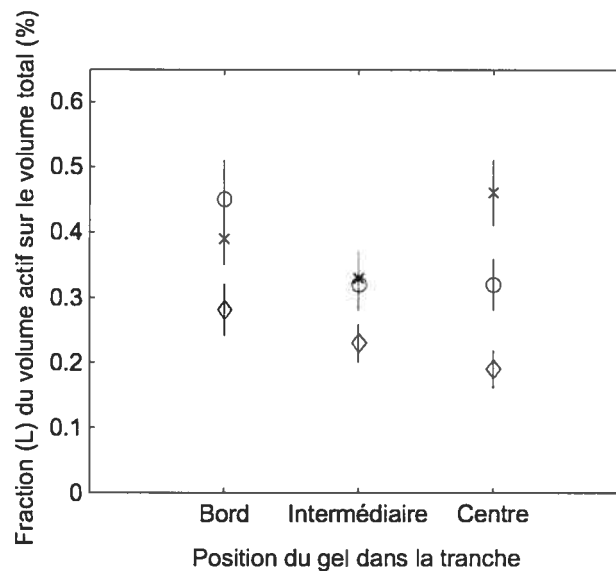


Figure 3-6: Fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total en fonction de la position de l'échantillon dans la tranche pour le détecteur SBD-100 24 (x) et deux détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  (39:◊ et 56:○).

lorsque ceux-ci sont irradiés, produisant des signaux difficiles à analyser. De plus, les grosses bulles ne peuvent être recomprimées facilement en gouttelettes.

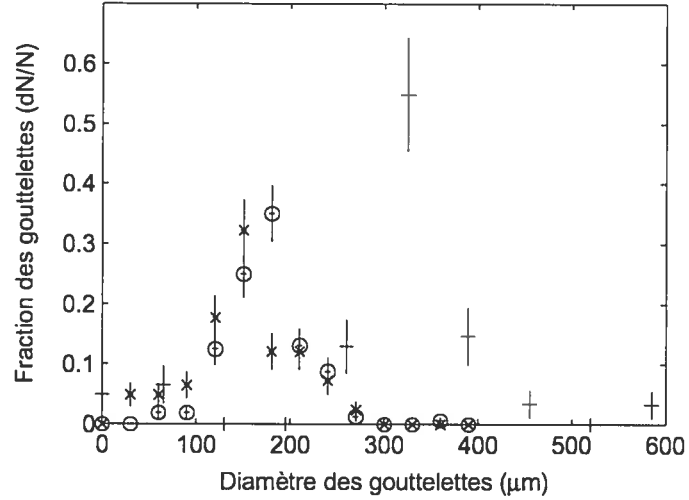


Figure 3-7: Distribution du nombre de gouttelettes en fonction de leur diamètre (en  $\mu m$ ) pour les détecteurs de type Defender (37:○, 51:x et 52:+).

### 3.4 Calcul des erreurs

D'abord, une erreur en pixels est introduite lors de la mesure des diamètres des gouttelettes avec le programme d'analyse. Cette erreur dépend de la taille, en pixels, des gouttelettes et vaut 0,5 pixel si  $d < 25$  pixels et 1 pixel si  $d \geq 25$  pixels, où  $d$  est le diamètre de la gouttelette. L'erreur sur l'étalonnage des lentilles du microscope vient s'ajouter lorsque les diamètres sont calculés en  $\mu m$ . L'erreur sur le volume actif est  $\sum 4\pi r^2 dr$ , où  $r$  est le rayon de la gouttelette et  $dr$  est l'incertitude sur le rayon. Ensuite, l'erreur sur le volume total de gel analysé dépend *i*) de l'erreur sur la hauteur (1 pixel) et la largeur (1 pixel) de la fenêtre d'analyse, *ii*) de l'erreur sur l'étalonnage des lentilles et *iii*) de l'erreur sur la profondeur de gel analysé. Cette dernière est constituée de l'erreur sur la profondeur optique, l'erreur sur le nombre de photos ( $\pm 1$ ) et l'erreur sur le nombre de graduations entre chaque photo ( $\pm 1$ ). Une erreur sur le nombre de

photos est introduite car lors de l'analyse de la première et de la dernière images d'un échantillon, les gouttelettes mesurées peuvent se trouver à l'extérieur du champ focal.

### 3.5 Sommaire

La distribution de la taille des gouttelettes de sept détecteurs SBD et de trois détecteurs de type Defender (Dg) a été mesurée directement avec un microscope. La distribution de la taille des gouttelettes de tous les détecteurs SBD étudiés est similaire et la forme de la courbe d'ajustement est identique pour toutes les distributions. La taille des gouttelettes se situe entre quelques  $\mu m$  et quelques centaines de  $\mu m$ . Le diamètre moyen est d'une dizaine de  $\mu m$ , le diamètre le plus probable ( $d_{max}$ ) est d'environ 5  $\mu m$  et la largeur à mi-hauteur ( $\lambda$ ) de la distribution est approximativement 7  $\mu m$ . Ces mesures permettent également d'obtenir la fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total, qui se situe entre 0,2% et 0,6% pour les détecteurs SBD. Les détecteurs de type Defender, qui sont fabriqués par capillaires, ont des gouttelettes plus grosses et plus uniformes que les gouttelettes des détecteurs SBD. Le diamètre moyen des détecteurs Dg étudiés se situe entre 150  $\mu m$  et 300  $\mu m$  alors que la largeur à mi-hauteur de la distribution divisée par le diamètre le plus probable ( $\lambda/d_{max}$ ) est environ 0,3. La fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total des détecteurs Dg, qui se situe entre 1% et 10%, est plus élevée que celle des détecteurs SBD.

## CHAPITRE 4

### Système d'acquisition de données (DAQ)

---

La transition de phase liquide à phase gazeuse provoque une expansion rapide de la gouttelette : elle gagne approximativement un facteur 500 en volume à l'intérieur de  $\approx 100$  nsec [3]. L'énergie totale ( $W_{tot}$ ) dégagée est proportionnelle au volume de la gouttelette et au degré de surchauffe ( $W_{tot}(T) \propto V_{gout} \cdot (P_i - P_0(T))^{3/2}$ ) [47]. Une fraction de  $W_{tot}$  est convertie en énergie acoustique, générant une onde de pression. Des senseurs piézo-électriques transforment le signal acoustique en signal électrique qui sera par la suite numérisé et analysé par ordinateur [48].

#### 4.1 Description du DAQ

Le signal ultrasonique produit par la vaporisation d'une gouttelette se propage dans le détecteur et est enregistré par des senseurs piézo-électriques sélectionnés pour leur réponse en fréquence (20 kHz à 1 MHz). Les signaux des senseurs piézo-électriques sont amplifiés par des préamplificateurs à bas bruit de fond, conçus par le groupe technologique de l'Université de Montréal. Ces préamplificateurs sont couplés en mode voltage et ont un gain variable de 10 à 80 dB. Le signal de sortie est digitalisé par un système avec une carte GAGE (commercialisée par GAGE Applied technologies) ou un système basé sur un flash ADC 1MHz et un chassis VME (Versa Module Eurocard). L'ensemble est contrôlé par un PC (Fig.4-1).

La forme typique du signal induit par la formation d'une bulle ainsi que la trans-

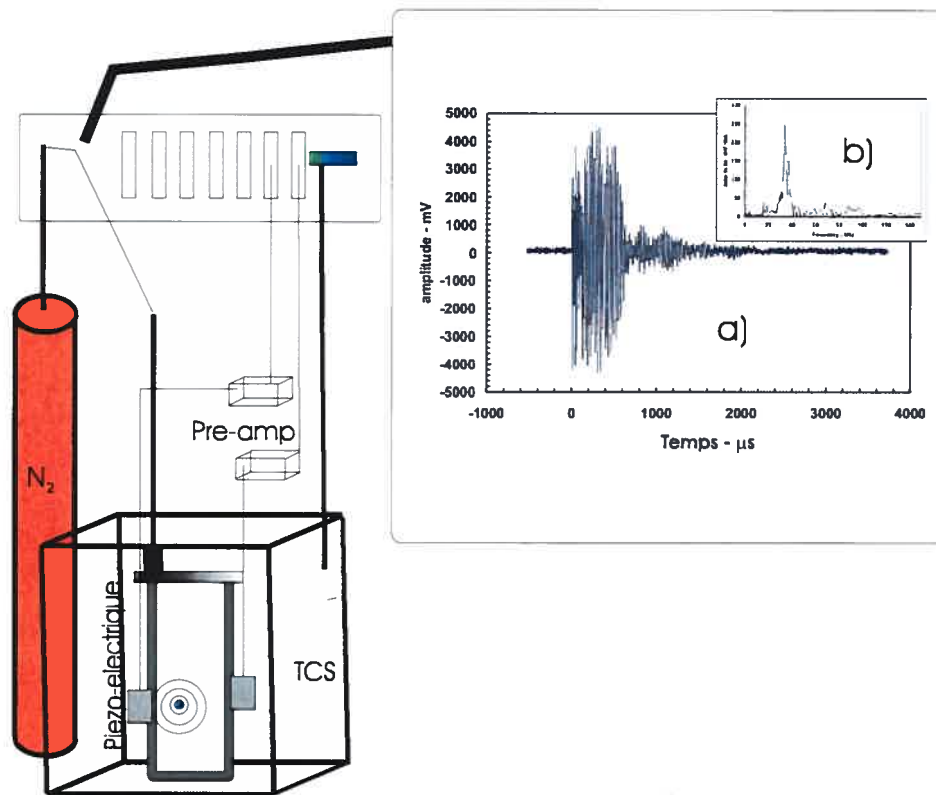


Figure 4-1: Système d'acquisition de données (DAQ) pour l'expérience PICASSO : l'onde acoustique est captée par un senseur piézo-électrique. Le signal est amplifié et digitalisé par un système flash ADC, contrôlé par un PC. Le signal amplifié (a)) et sa transformée de Fourier (b)) sont montrés.

formée de Fourier de ce même signal sont illustrées sur la Fig.4-1. La forme et le contenu en fréquences du signal sont déterminés par la fonction de réponse des senseurs piézo-électriques. Les signaux ont une durée typique de quelques millisecondes (3 à 4 ms), introduisant un temps mort dans le système d'acquisition. Ce temps mort est négligeable pour les expériences à faible taux de comptage mais doit être considéré lors de l'étalonnage des détecteurs par neutrons ou par particules  $\alpha$ . Le comportement de  $W_{tot}$  en fonction de la température prévoit une diminution de l'amplitude des signaux à basse température. En effet, la distribution des signaux en fonction de l'amplitude, mesurée à haute température, est plate et une diminution de la température entraîne un déplacement des signaux vers les basses amplitudes. De  $20^{\circ}C$  à  $40^{\circ}C$ , l'amplitude moyenne des signaux est multipliée par un facteur 1,5 lors de mesures avec un détecteur dopé aux particules  $\alpha$  (Fig.4-2). La forme de la distribution en amplitude des signaux devrait nous informer sur la distribution en taille des gouttelettes via  $W_{tot}$ . Cependant, l'amplitude du signal dépend également de la position de l'événement dans le détecteur car l'angle d'incidence sur le senseur, l'atténuation, la propagation du son et la réponse des senseurs influencent les caractéristiques du signal. Conséquemment, la distribution observée est une convolution de tous ces effets que nous n'avons pas encore simulés en détails.

## 4.2 Efficacités

### 4.2.1 Efficacité du DAQ ( $\epsilon_{DAQ}$ )

Un événement est enregistré si l'amplitude d'au moins un des signaux provenant des senseurs piézo-électriques est supérieure au seuil électronique. Pour le système VME, tous les canaux contribuent au déclenchement tandis que pour le système GAGE, un seul canal peut déclencher l'acquisition de signaux. L'efficacité du système d'acquisition de signaux est donnée par le nombre d'événements enregistrés moins le nombre d'événements qui, à cause de leur faible amplitude, tombent sous le seuil de détection, divisé par le



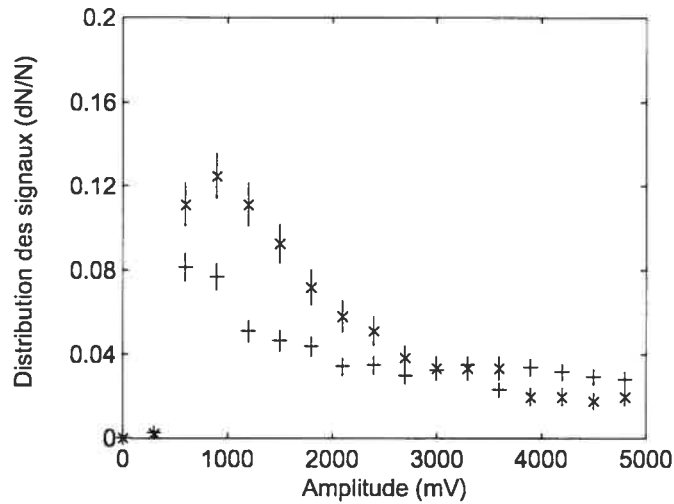


Figure 4-2: Dépendance de la distribution des amplitudes des signaux avec la température (x :  $20^{\circ}\text{C}$ ), (+ :  $40^{\circ}\text{C}$ ). Ces données proviennent de mesures  $\alpha$  faites avec le détecteur 39. Le dernier intervalle, contenant les événements avec des amplitudes saturées, a été supprimé.

nombre d'événements enregistrés. L'efficacité du DAQ est estimée en déclenchant les événements avec un capteur piézo-électrique spécifique et en observant le nombre de signaux provenant de l'autre capteur qui sont sous le seuil de détection. L'efficacité étant dépendante de l'amplitude du signal, elle est fonction de la température et de la pression de fonctionnement ainsi que de la position de l'événement. Une approche alternative pour déterminer l'efficacité du DAQ est la comparaison de la distribution des signaux obtenue à différentes températures à la distribution mesurée à haute température. Les différentes méthodes sont illustrées à la Figure 4-3. Les résultats obtenus lorsque seulement un des deux canaux peut déclencher, soit le canal A ou le canal B, et lorsque les deux canaux peuvent déclencher sont semblables. On remarque que pour cette série de mesures, le capteur piézo-électrique du canal A est plus sensible que celui du canal B. À partir de  $20^{\circ}\text{C}$ , l'efficacité du système d'acquisition de signaux est constante en fonction de la température et vaut  $\approx 95\%$ . L'efficacité calculée à partir de la distribution en amplitude à haute température croît à un taux constant avec la température. L'exactitude de cette méthode est questionnable à cause de la contamination en bruits des mesures à haute température. L'efficacité du DAQ (canal A ou canal

B) obtenue pour des mesures  $\alpha$  et des mesures neutrons avec les détecteurs SBD-1000 dopés (39 et 56) est présentée à la Figure 4-3.

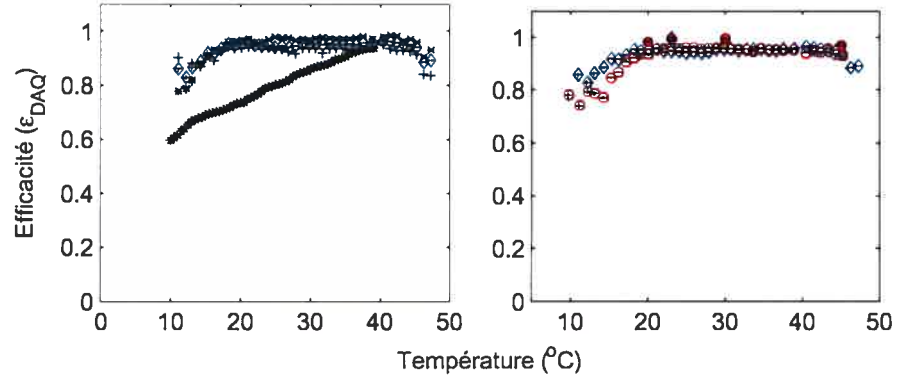


Figure 4-3: Gauche : Différentes méthodes pour calculer l'efficacité du système d'acquisition de signaux pour une série de mesures avec le détecteur 39. Les trois premières méthodes observent le nombre de signaux sous le seuil de détection lors de l'enregistrement des événements : les deux canaux peuvent déclencher (canal A ou canal B) ( $\diamond$ ), le canal A déclenche ( $\circ$ ) et le canal B déclenche ( $\triangle$ ). La 4<sup>e</sup> méthode est la comparaison de la distribution en amplitude des signaux à différentes températures avec la distribution en amplitude des signaux à haute température ( $50^{\circ}\text{C}$ ) ( $*$ ). Droite : Efficacité du système d'acquisition de signaux en fonction de la température lors d'une série de mesures avec des détecteurs dopés aux particules  $\alpha$ , le détecteur 39 ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 ( $\circ$ ). Les symboles pleins représentent les étalonnages aux neutrons de ces mêmes détecteurs. Pour ces mesures, le seuil électronique est de 269 mV et le gain des préamplificateurs est de 2000.

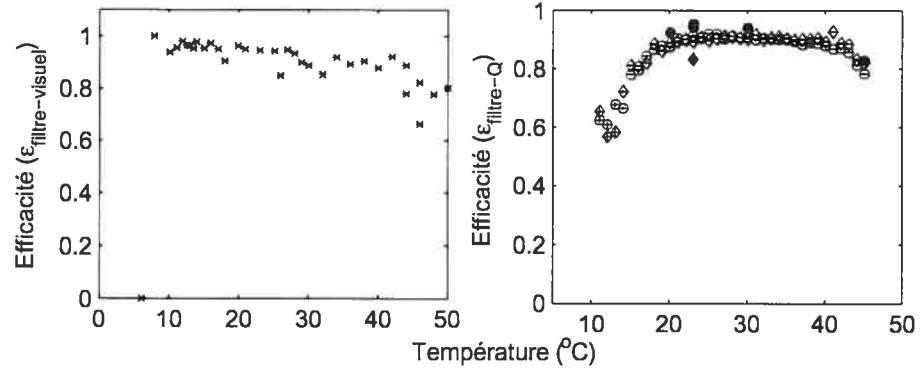
#### 4.2.2 Efficacité des filtres( $\epsilon_{\text{filtre}}$ )

Le traitement des signaux inclut plusieurs étapes. D'abord, le seuil électronique est appliqué de nouveau pour éliminer les événements fantômes associés au DAQ. Il est réglé juste au dessus du bruit de fond électronique et vaut  $\left(\frac{Th_{ordi}}{128} \times \frac{5000}{G_{ampli}}\right)$  mV pour le système GAGE et  $\left(\frac{Th_{ordi}}{2048} \times \frac{5000}{G_{ampli}}\right)$  mV pour le système VME, où  $Th_{ordi}$  est la

valeur entrée dans l'ordinateur et  $G_{ampli}$  est le gain du préamplificateur. Les valeurs 128 et 2048 sont les gammes dynamiques des systèmes, correspondant au niveau de convertisseur analogue-digital. Ensuite, les données sont corrigées afin d'éliminer les événements déclenchés à l'intérieur des 15 ms suivant le début d'un événement. Cette coupure évite qu'une même transition de phase génère plusieurs signaux. Enfin, les événements sont soumis à un filtre afin de rejeter les bruits, i.e. les événements qui ne résultent pas de la vaporisation d'une gouttelette. Lors des mesures avec le système GAGE, les signaux étaient analysés visuellement : les signaux ne comportant pas de hautes fréquences (des dizaines de kHz) étaient rejetés. La Figure 4-4 de gauche illustre l'efficacité du filtre visuel obtenue en fonction de la température lors de mesures  $\alpha$  effectuées avec le système GAGE et le détecteur 39. Environ 90% des événements passent le filtre visuel.

L'analyse visuelle de la forme du signal est maintenant remplacée par un algorithme mathématique. Premièrement, le filtre retient seulement l'information concernant le signal dans l'intervalle de 20 à 130 kHz. Deuxièmement, l'événement est traité avec un algorithme basé sur la représentation du signal en deux dimensions en fonction du temps ou de la fréquence. Un seuil au dessus du bruit purement électronique est appliqué à la chaîne acoustique dans la représentation à deux dimensions. Le signal résultant est intégré sur une plage de fréquences et de temps pour obtenir une valeur scalaire, désignant un facteur de qualité ( $Q$ ). Des coupures sur cette variable permettent une réduction significative du bruit tout en maintenant une grande efficacité de détection. L'efficacité de cet algorithme a été mesurée avec des mesures à grand taux de comptage (environ 1 Hz), i.e. avec des détecteurs dopés avec des particules  $\alpha$  ou placés devant les neutrons d'une source Ac-Be. La sélection du filtre dépend de la distribution en amplitude des événements : elle est presque totalement efficace pour les signaux de moyennes et hautes amplitudes et environ 50% efficace près du seuil de détection. La Figure 4-4 de droite représente l'efficacité du filtre- $Q$  obtenue avec deux détecteurs SBD-1000 dopés en fonction de la température. L'efficacité du filtre est constante ( $\approx 90\%$ ) dans l'intervalle de température d'intérêt pour la détection d'un signal de matière sombre (20 à 45°C). Cependant,  $\epsilon_{\text{filtre-Q}}$  chute à basse température, à cause de la diminution en amplitude des signaux, et à haute température, à cause

de la contamination en bruits des mesures. Les signaux rejetés proviennent de bruits



**Figure 4-4:** Efficacité des filtres sur les données  $\alpha$  et neutrons. Gauche : Efficacité du filtre visuel obtenue lors de mesures  $\alpha$  faites avec le système GAGE et le détecteur 39; Droite : Efficacité du filtre-Q obtenue lors de mesures  $\alpha$  avec le système VME et deux détecteurs dopés aux particules  $\alpha$ , le détecteur 39 ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 ( $\circ$ ). Les symboles pleins représentent les efficacités obtenues lors de l'étalonnage aux neutrons de ces mêmes détecteurs.

électroniques, acoustiques ou de bruits associés au mouvement du gel. L'efficacité totale de détection ( $\epsilon_{tot}$ ) est le produit de l'efficacité du DAQ et de l'efficacité du filtre (Fig.4-5).

Les détecteurs fonctionnant à la pression de la mine, 20% de plus que la pression atmosphérique, génèrent des signaux avec une amplitude moyenne plus petite, pour une température donnée, que des mesures à pression normale. En particulier, l'amplitude moyenne des signaux mesurés dans la mine est 9 fois plus petite à  $40^\circ C$  et 25 fois plus petite à  $20^\circ C$  que l'amplitude des signaux mesurés à la pression atmosphérique. Conséquemment, l'efficacité totale de détection des mesures dans la mine atteint un plateau à une température plus élevée que l'efficacité des mesures à la pression atmosphérique.

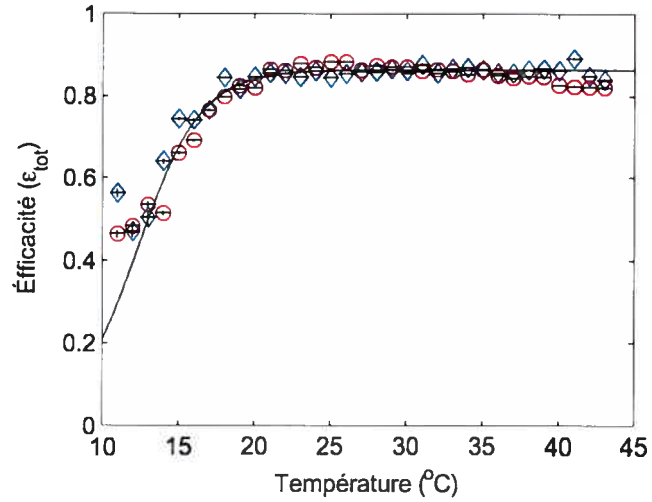


Figure 4-5: Efficacité totale de détection obtenue avec des détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$ : détecteur 39 (◇) et détecteur 56 (○). L'acquisition et le traitement des données avec le filtre-Q de ces deux détecteurs ont une efficacité totale de  $\approx 85\%$ .

### 4.3 Sommaire

L'efficacité de détection du signal ultrasonique produit par la vaporisation d'une gouttelette à l'intérieur des détecteurs à gouttelettes surchauffées de l'expérience PICASSO a été évaluée avec des mesures à haut taux de comptage. L'efficacité de détection dépend de la température et de la pression de fonctionnement des détecteurs. L'efficacité totale est constituée de l'efficacité du DAQ ( $\epsilon_{DAQ}$ ), qui dépend de l'amplitude des signaux et vaut  $\approx 95\%$ , ainsi que de l'efficacité des filtres ( $\epsilon_{filtre}$ ), qui dépend de la forme des signaux et vaut  $\approx 90\%$ . L'efficacité totale de détection ( $\approx 85\%$ ) est constante dans l'intervalle de température d'intérêt pour la détection de la matière sombre.

## CHAPITRE 5

### Sensibilité des SBD aux reculs nucléaires

---

#### 5.1 Sensibilité aux neutrons monoénergétiques

Tout comme le neutron, le  $\chi^0$  interagit avec les SBD par collision avec un noyau de  $^{19}\text{F}$  ou de  $^{12}\text{C}$  à l'intérieur des gouttelettes de fréon. L'étude de la réponse des détecteurs aux neutrons permet donc de prédire leur réponse aux  $\chi^0$ . Suite à une collision avec un neutron, le noyau de  $^{19}\text{F}$  ou de  $^{12}\text{C}$  recule et dépose de l'énergie dans la gouttelette. Cette énergie peut provoquer la transition de phase liquide à phase gazeuse de la gouttelette de fréon surchauffée. Les collisions inélastiques neutron-noyau sont possibles seulement si l'énergie cinétique des neutrons incidents dans le centre de masse est supérieure à l'énergie du premier niveau d'excitation des noyaux (1,5 MeV et 4,3 MeV pour le  $^{19}\text{F}$  et le  $^{12}\text{C}$ , respectivement). Il est également possible que les noyaux absorbent les neutrons énergétiques ( $E_n > 2,05 \text{ MeV}$ ), produisant une émission d'ions, de protons, de particules  $\alpha$  ou de rayons  $\gamma$ . Par contre, les neutrons de basse énergie ( $E_n \leq 500 \text{ keV}$ ) induisent uniquement des collisions élastiques.

Présumant une collision élastique entre un neutron et un noyau de carbone ou de fluor, l'énergie de recul ( $E_R^i$ ) du noyau  $i$  est donnée par

$$E_R^i = \frac{2m_n m_{N_i} E_n (1 - \cos\theta)}{(m_n + m_{N_i})^2}, \quad (5.1)$$

où  $E_n$  et  $\theta$  représentent l'énergie et l'angle de diffusion du neutron incident dans le référentiel du centre de masse, et où  $m_n$  et  $m_{N_i}$  indiquent la masse du neutron et du

noyau  $i$ . L'énergie de recul est maximale pour  $\theta = 180^\circ$ :

$$E_{Rmax}^i = \frac{4m_n m_{N_i} E_n}{(m_n + m_{N_i})^2} = f_i E_n, \quad (5.2)$$

où  $f_i$  est la fraction maximale d'énergie transmise au noyau  $i$  ( $f_i = 0,19$  pour le  $^{19}F$  et  $0,28$  pour le  $^{12}C$ ). Les portées des noyaux de  $^{19}F$  et  $^{12}C$  dépendent de la valeur de  $E_{Rmax}^i$  et de la perte d'énergie spécifique  $dE/dx$ . Celle-ci est déterminée à partir de TRIM, un programme calculant le transport des ions dans la matière [49][50]. Lors de la collision avec des neutrons d'énergie  $E_n$ , les noyaux sont émis avec une distribution angulaire où chaque angle est associé à une énergie de recul, située entre 0 et  $E_{Rmax}^i$ . L'énergie déposée n'est pas détectable si elle est inférieure à l'énergie de recul minimale ( $E_{Rmin}^i$ ) qui dépend de la température et de la pression de fonctionnement. L'énergie de recul minimale est reliée au seuil en énergie des neutrons  $E_{n,min}$  par la relation  $E_{Rmin}^i = f_i E_{n,min}$ .

### 5.1.1 Mesures expérimentales

Le taux de comptage de détecteurs SBD-100 et SBD-1000 de 10 ml, exposés à un faisceau de neutrons monoénergétiques, a été mesuré en fonction de la température et de la pression de fonctionnement. Les neutrons sont produits via la réaction  $^7Li(p,n)^7Be$  avec les protons de l'accélérateur Tandem van der Graaff de l'Université de Montréal. Nous avons effectué une quinzaine de séries de mesures avec des faisceaux de neutrons d'énergie variant entre plusieurs dizaines de keV et quelques MeV. Le détecteur est placé dans une unité contrôlant la température avec une précision de  $0,1^\circ C$ . Le système est muni d'une fenêtre en mylar minimisant l'atténuation de l'énergie des neutrons du faisceau. Chaque mesure compte environ 100 bulles, à l'exception des mesures faites à une température près de la température de seuil. Une période de compression (7 atm) d'une heure à l'azote prend place entre chaque mesure. La figure 5-1 illustre la réponse des SBD-1000 aux neutrons de 200 et 400 keV, en fonction de la température, mesurée à plusieurs pressions.

Pour chaque série de mesures, la courbe d'ajustement au taux de comptage en

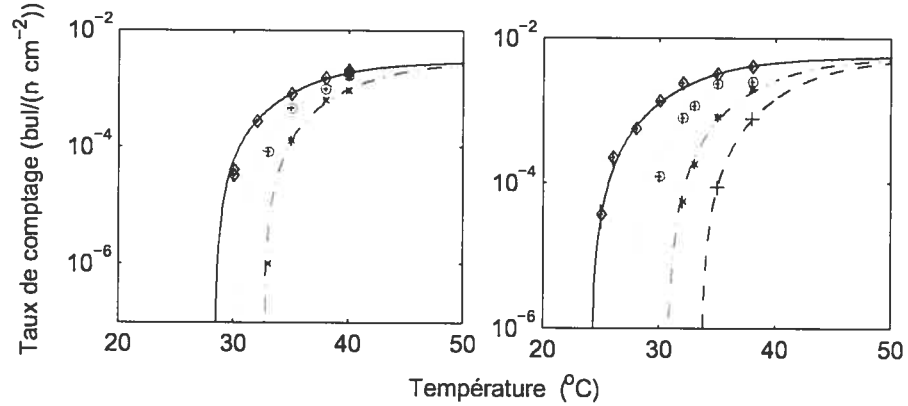


Figure 5-1: Réponse de détecteurs SBD-1000 de 10 ml à des neutrons de 200 keV (gauche) et 400 keV (droite) en fonction de la température et mesurée à plusieurs pressions : 1 atm (◊), 1,4 atm (◦), 1,7 atm (x) et 2 atm (+). Les courbes d'ajustement déterminent les températures de seuil pour chaque pression et chaque énergie de neutrons.

fonction de la température permet d'obtenir la température de seuil. La Figure 5-2 présente l'énergie de seuil des neutrons ( $E_{n,min}$ ), en fonction de la température, mesurée à plusieurs pressions. Les courbes d'ajustement aux données ont la forme :

$$E_{n,min} = E_0 e^{-k(T-T_0)}, \quad (5.3)$$

où  $k$  est une constante et  $E_0$  est l'énergie de seuil à une température de référence  $T_0$ . La surchauffe réduite  $s$  introduite dans l'Éq.2.5 nous permet d'unifier les énergies de seuil des neutrons pour des détecteurs avec différents gaz actifs, i.e. les SBD-100 et les SBD-1000.

### 5.1.2 Simulations

La réponse d'un détecteur SBD-1000 de 8 ml aux neutrons monoénergétiques de 200 et 400 keV, en fonction de la température, a été simulée avec Géant4 [51], en imposant les mêmes conditions d'énergie de déposition et de longueur critique (Éq.2.3) que pour la réponse  $\alpha$  (voir le Chapitre 7). La fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total



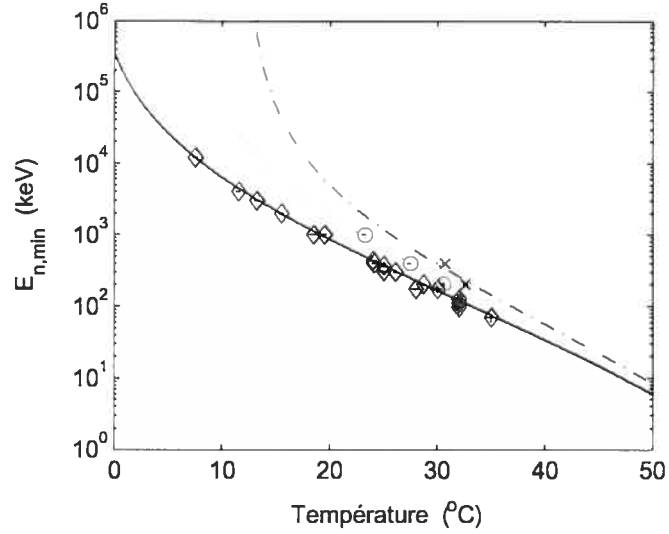


Figure 5-2: Énergie de seuil des neutrons ( $E_{n,min}$ ) en fonction de la température pour plusieurs pressions de fonctionnement : 1 atm ( $\diamond$ ), 1,4 atm ( $\circ$ ) et 1,7 atm ( $\times$ ).

du détecteur virtuel était de 0,7% et après analyse, la réponse fut normalisée par un facteur multiplicatif pour l'ajuster aux données expérimentales. Ce facteur est interprété comme une correction à la valeur de la masse active présumée initialement. La distribution des protons du faisceau en fonction de leur énergie cause une fluctuation de l'énergie des neutrons. Conséquemment, l'énergie des neutrons est simulée avec une fluctuation gaussienne (e.g.  $\sigma = 5$  keV pour les neutrons de 200 keV). Les collisions élastiques et inélastiques entre les neutrons et les noyaux de carbone et de fluor sont considérées en utilisant la librairie ENDF/B=VI [52]. Comme le montre la Figure 5-3, la réponse simulée s'ajuste bien aux données expérimentales, validant les conditions de longueur critique et d'énergie minimale utilisées pour simuler la réponse des détecteurs aux particules  $\alpha$ . La fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total obtenue à 200 keV et celle obtenue à 400 keV ( $0,62 \pm 0,04\%$  et  $0,68 \pm 0,02\%$ , respectivement) sont cohérentes. Afin d'ajuster les données expérimentales, l'énergie minimale de recul utilisée pour les simulations correspond au noyau de carbone qui, au seuil de détection, déclenche les transitions de phase. Les paramètres du Monte Carlo de la réponse des détecteurs aux neutrons sont  $l_c \approx 18R_c$ ,  $\eta = 4\%$  et  $E_{Rmin}^i = 0,28E_{n,min}$ .

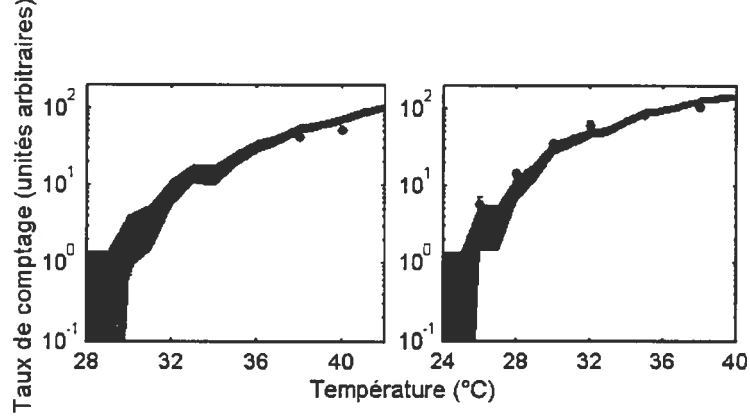


Figure 5-3: Simulations de la réponse d'un détecteur SBD-1000 de 8 ml aux neutrons de 200 keV (à gauche) et de 400 keV (à droite).

## 5.2 Efficacité de détection des reculs nucléaires

On exprime la probabilité ( $P(E_R^i, E_{Rmin}^i(T))$ ), introduite dans l'Éq.2.4, qu'un recul nucléaire  $i$  génère une transition de phase liquide à phase gazeuse de la gouttelette en terme de l'énergie de recul [9]:

$$P(E_R^i, E_{Rmin}^i(T)) = 1 - \exp \left[ \frac{-a(E_R^i - E_{Rmin}^i(T))}{E_{Rmin}^i(T)} \right], \quad (5.4)$$

où  $a$  est un paramètre à déterminer expérimentalement. L'efficacité  $\epsilon^i(E_n, T)$  d'un recul nucléaire  $i$  à former une bulle à une température  $T$ , après avoir subi une collision avec un neutron d'énergie  $E_n$ , est donnée par le rapport entre le spectre de recul intégré avec et sans seuil:

$$\epsilon^i(E_n, T) = \frac{\int_{E_{Rmin}^i}^{E_{Rmax}^i} \frac{dn_i}{dE_R^i} P(E_R^i, E_{Rmin}^i(T)) dE_R^i}{\int_0^{E_{Rmax}^i} \frac{dn_i}{dE_R^i} dE_R^i}. \quad (5.5)$$

Pour les neutrons d'énergie inférieure à 500 keV, la distribution des énergies de recul est  $dn_i/dE_R^i = 1$  (collisions élastiques et isotropes). L'équation 5.5 devient:

$$\epsilon^i(E_n, T) = \frac{1}{E_{Rmax}^i} \int_{E_{Rmin}^i}^{E_{Rmin}^i} P(E_R^i, E_{Rmin}^i(T)) dE_R^i. \quad (5.6)$$

Avec  $E_{Rmax}^i = f_i E_n$ ,  $E_{Rmin}^i = f_i E_{n,min}$  et l'Éq.5.4, on réécrit:

$$\epsilon^i(E_n, T) = \left( 1 - \frac{E_{n,min}(T)}{E_n} - \left[ 1 - \exp \left\{ -a \frac{E_n - E_{n,min}(T)}{E_{n,min}(T)} \right\} \right] \frac{E_{n,min}(T)}{\alpha E_n} \right). \quad (5.7)$$

La description de l'interaction des neutrons avec le détecteur inclut la dépendance en énergie des sections efficaces des neutrons avec les noyaux de  $^{19}\text{F}$  et de  $^{12}\text{C}$ . Le  $^{19}\text{F}$  contient plusieurs résonances dans la région impliquée [53]. Le taux de comptage ( $R(E_n, T)$ ) est relié à l'efficacité  $\epsilon^i(E_n, T)$  :

$$R(E_n, T) = \phi(E_n) V_l \sum_i \epsilon^i(E_n, T) N^i \sigma_n^i(E_n), \quad (5.8)$$

où  $\phi(E_n)$  est le flux de neutrons d'énergie  $E_n$ ,  $V_l$  est le volume de la gouttelette,  $N^i$  et  $\sigma_n^i(E_n)$  sont la densité atomique et la section efficace d'interaction des neutrons avec les noyaux  $i$ . L'Équation 5.8 est ajustée au taux de comptage en fonction de l'énergie des neutrons pour différentes températures (Fig.5-4). La courbe d'ajustement

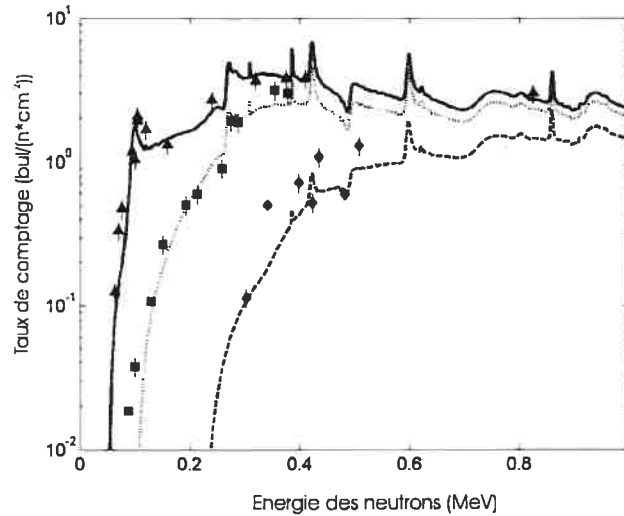


Figure 5-4: Réponse des détecteurs SBD-100 de 10 ml à un faisceau monoénergétique en fonction de l'énergie des neutrons pour 3 températures :  $10^{\circ}\text{C}$  (—),  $15^{\circ}\text{C}$  (..) et  $20^{\circ}\text{C}$  (-). La section efficace d'interaction entre les neutrons et les noyaux du  $^{12}\text{C}$  et du  $^{19}\text{F}$  ainsi que la courbe d'ajustement aux données permettent d'obtenir l'efficacité  $\epsilon^i(E_n, T)$  et le paramètre  $a$  de l'Équation 5.4 ( $a = 1, 0 \pm 0, 1$ ).

au taux de comptage et  $E_{n,min}$  permettent d'obtenir  $\epsilon^i(E_n, T)$  et de déterminer le paramètre  $a$  de l'Équation 5.7. L'Équation 5.3 et les données de la Figure 5-2 donnent la dépendance exponentielle en température de  $E_{min}(T)$ . Sous une pression de 1 atm,

l'énergie minimale de détection des reculs de  $^{19}\text{F}$ , en fonction de la température, est

$$E_{Rmin}^F(T) = 0,19E_{min} = 1,55 \cdot 10^4 (\text{keV}) \exp \left[ -\frac{T - 20^\circ\text{C}}{5,78^\circ\text{C}} \right]. \quad (5.9)$$

On obtient alors  $a = 1,0 \pm 0,1$ . Les équations 5.4 et 5.9 donnent l'efficacité de détection de la vaporisation des gouttelettes en fonction de l'énergie de recul des noyaux de  $^{19}\text{F}$ . La Figure 5-5 montre que les détecteurs SBD-1000 sont efficaces à plus de 90% pour détecter des reculs nucléaires de  $E_R \geq 5 \text{ keV}$  (à  $50^\circ\text{C}$ ) et à plus de 80% pour détecter des reculs nucléaires de  $E_R \geq 25 \text{ keV}$  (à  $45^\circ\text{C}$ ). Le spectre de reculs des noyaux de

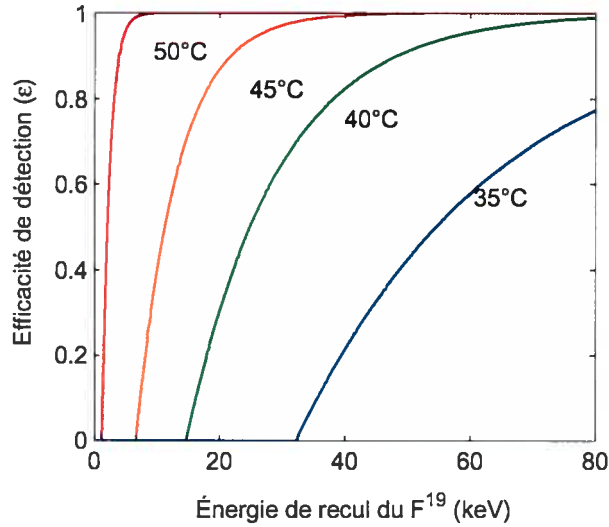


Figure 5-5: Efficacité des détecteurs SBD-1000 en fonction de l'énergie de recul du  $^{19}\text{F}$  pour plusieurs températures de fonctionnement.

$^{19}\text{F}$  suite à leur interaction avec les neutralinos, qui dépend de la masse du  $\chi^0$  et de la section efficace d'interaction  $\chi^0 - \text{noyau}$ , et l'efficacité de détection des reculs de  $^{19}\text{F}$  permettent d'obtenir la sensibilité des détecteurs PICASSO aux  $\chi^0$  en fonction de la température (Chapitre 10).

### 5.3 Sommaire

La sensibilité des détecteurs SBD aux reculs nucléaires a été déterminée par l'étude de leur sensibilité aux neutrons monoénergétiques. La portée des noyaux de  $^{19}\text{F}$  et de  $^{12}\text{C}$  dépend de l'énergie de recul et de leur perte d'énergie spécifique ( $dE/dx$ ). Pour chaque énergie de neutron, on mesure la température de seuil, ce qui nous permet d'exprimer l'énergie de seuil des neutrons en fonction de la température. Des simulations de la réponse des détecteurs aux neutrons monoénergétiques, utilisant les mêmes conditions de déposition d'énergie et de longueur critique que pour la réponse  $\alpha$ , représentent bien les données expérimentales. À l'aide de la fonction de probabilité qu'un recul nucléaire génère une transition de phase de l'état liquide à l'état gazeux  $P(E_R^i, E_{Rmin}^i(T))$ , on exprime l'efficacité  $\epsilon^i(E_n, T)$  d'un recul nucléaire à créer une transition de phase à une température donnée après une collision avec un neutron d'énergie  $E_n$ . Considérant la dépendance en énergie des sections efficaces de l'interaction des neutrons avec les noyaux de  $^{19}\text{F}$  et de  $^{12}\text{C}$ , on relie le taux de comptage  $R(E_n, T)$  à l'efficacité  $\epsilon^i(E_n, T)$ . Utilisant la dépendance de  $E_{n,min}$  par rapport à la température, on détermine  $\epsilon^i$  et le paramètre  $a$  de la fonction de probabilité. La cinématique permet de relier l'énergie minimale des reculs de fluor à l'énergie minimale des neutrons. On obtient ainsi l'efficacité de détection en fonction de l'énergie de recul du  $^{19}\text{F}$  pour différentes températures.

## CHAPITRE 6

### Sensibilité des SBD aux neutrons d'une source

---

La sensibilité des détecteurs aux reculs nucléaires est directement proportionnelle à la quantité de masse active qu'ils contiennent. Lors de la fabrication, une quantité de gaz actif s'échappe de la solution. Conséquemment, on ne connaît pas la quantité de liquide actif sous forme de gouttelettes emprisonnées dans le gel. La sensibilité aux neutrons d'une source Ac-Be a été mesurée en fonction de la température pour plusieurs détecteurs. La sensibilité des détecteurs dont la masse active a été mesurée permet le calcul d'une constante d'étalonnage en  $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$  à une température donnée. À l'aide de cette constante, on détermine la masse active des autres détecteurs via leur étalonnage à la source Ac-Be. À noter que le terme masse active désigne ici la quantité de  $C_xF_y$ . Pour obtenir la masse du  $^{19}F$ , noyaux interagissant avec le  $\chi^0$ , il faut multiplier la masse active par la fraction de la masse du fréon portée par le fluor (0,7983 pour les détecteurs SBD-1000).

#### 6.1 Source Actinium-Béryllium (Ac-Be)

##### 6.1.1 Neutrons

La source Ac-Be est logée au "château Leroy", adjacent à la salle des cibles de l'accélérateur Tandem. L'année d'acquisition de la source est 1979, lorsque son activité neutron était  $3,2 \times 10^5$  n/s. Sa période ( $T_{1/2}$ ) étant 21,9 ans, son activité est maintenant  $1,4 \times 10^5$  n/s

( $\frac{A}{A_0} = e^{-\lambda t}$ , où  $A_0$  est l'activité au temps  $t=0$  et où  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ ). La source Ac-Be est une source ( $\alpha, n$ ) : l'actinium émet des particules  $\alpha$  qui interagissent avec le béryllium pour produire les neutrons via la réaction  ${}^9\text{Be}(\alpha, n){}^{12}\text{C}$ . Pour un million de désintégrations d' ${}^{227}\text{Ac}$ , 702 neutrons sont produits. Le spectre d'énergie des neutrons produits est illustré sur la Figure 6-1. L'énergie la plus probable est 4.6 MeV et l'énergie maximale est 12 MeV.

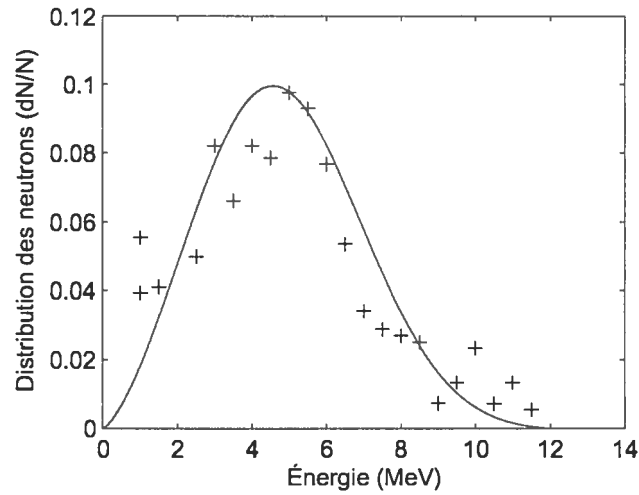


Figure 6-1: Distribution des neutrons produits par une source Ac-Be en fonction de leur énergie, en MeV. Les données (+) ainsi que la courbe d'ajustement sont montrées. Cette source est utilisée pour étalonner la masse active des détecteurs SBD.

Pour obtenir la réponse des détecteurs à un flux de neutrons polyénergétiques, on doit intégrer l'Éq.5.8 sur tout le spectre en énergie des neutrons

$$R(T) = \int_0^{E_{\max}} D(E_n) \epsilon^i(E_n, T) \sigma_n^i(E_n) dE_n, \quad (6.1)$$

où  $D(E_n)$  est le spectre en énergie des neutrons,  $\sigma_n^i(E_n)$  est la section efficace d'interaction du neutron avec le noyau  $i$  et  $\epsilon^i(E_n, T)$  est l'efficacité de détection des reculs nucléaires, obtenue par l'étude de la réponse des détecteurs aux neutrons monoénergétiques (voir Chapitre 5). Pour une énergie donnée,  $\epsilon^i$  augmente avec la température. À basse température, seulement les neutrons énergétiques comptent dans le processus de vaporisation des gouttelettes. En augmentant la température, l'énergie de seuil décroît et les

neutrons de basse énergie, en plus des neutrons de haute énergie, sont détectables. À haute température, tous les neutrons du spectre contribuent aux transitions de phase liquide à phase gazeuse des gouttelettes et  $\epsilon^i(E_n, T)$  devient constante en température.

### 6.1.2 Rayons $\gamma$

Additionnellement aux neutrons, la source Ac-Be émet un flux abondant de rayons  $\gamma$ . Initialement, le taux d'exposition aux rayons  $\gamma$  à 1 mètre de la source était de 1,5 mR/h. L'exposition, exprimée en Röntgen ( $1R = 2,58 \times 10^{-4} \text{ C/kg}$ ), est une mesure de la charge électrique générée par unité de masse d'air lorsque les électrons produits par l'interaction des rayons  $\gamma$  dissipent leur énergie dans l'air. La production de particules chargées lors de l'interaction des rayons  $\gamma$  avec l'air dépend du flux et de l'énergie des rayons  $\gamma$ , de la fraction d'énergie transférée aux particules chargées par photon par unité de densité de l'air et de l'énergie nécessaire pour produire une paire d'électron-positron dans l'air. Le coefficient d'absorption d'énergie  $\mu_{abs} \text{ (cm}^{-1}\text{)}$  exprime la fraction d'énergie transférée au milieu par unité de distance. On transforme le taux d'exposition  $\dot{X} \text{ (R/h)}$  en activité  $A_\gamma \text{ (Bq)}$  avec

$$A_\gamma(Bq) = \dot{X} \frac{R \cdot 1h \cdot 2,58 \times 10^{-4} \text{ C} \cdot kg \cdot p_i \cdot E_{ion} \cdot \rho \cdot 4\pi r^2}{h \cdot 3600s \cdot R \cdot kg \cdot 1000g \cdot 1,602 \times 10^{-19} \text{ C} \cdot p_i \cdot \mu_{abs} \cdot E_\gamma}, \quad (6.2)$$

où  $p_i$  est le nombre de particules ionisantes,  $E_{ion}$  est l'énergie d'ionisation,  $\rho$  est la densité de l'air,  $E_\gamma$  est l'énergie des gamma et  $r$  est la distance entre la source et le détecteur. Avec  $\dot{X} = \frac{1,5 \times 10^{-3} R}{h}$ ,  $\frac{E_{ion}}{p_i} = 33,8 \frac{\text{eV}}{p_i}$  (assumant une température de  $22^\circ\text{C}$  avec 50% d'humidité, il faut 33,8 eV pour créer une paire d'électron-positron),  $r=100 \text{ cm}$  et  $\frac{\rho}{\mu_{abs}} = 0.029 \text{ kg/cm}^2$  pour des rayons  $\gamma$  avec  $E_\gamma \approx 300 \text{ keV}$ , on obtient  $A_\gamma = 6 \times 10^9 \text{ Bq} = 0,17 \text{ Ci}$ . L'énergie de la particule  $\alpha$  et du noyau de béryllium étant partagée entre le neutron et le noyau de carbone, les rayons  $\gamma$  produits proviennent de la désintégration de l'actinium. La Figure 6-2 présente la chaîne de désintégration de l'actinium, les périodes des noyaux ainsi que l'abondance et les énergies moyennes des particules  $\alpha$  et des rayons  $\gamma$  produits [54]. Les rayons  $\gamma$  les plus énergétiques proviennent de la désintégration du  $^{207}\text{Pb}^*$ .



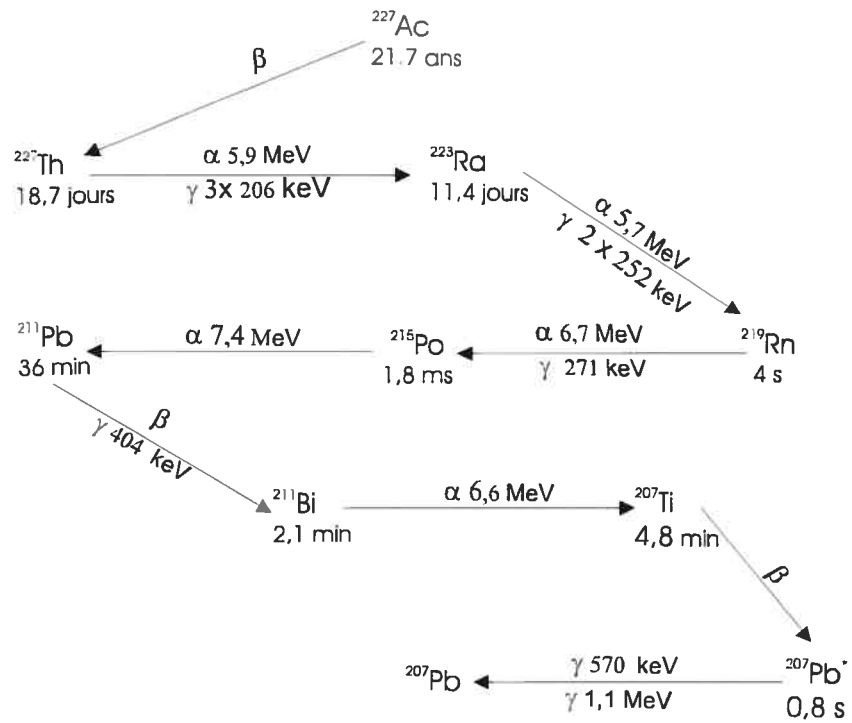


Figure 6-2: Chaîne de désintégration de l'actinium montrant la production de rayons  $\gamma$  et de particules  $\alpha$ . Les particules  $\alpha$  produites interagissent avec le béryllium pour générer des neutrons.

## 6.2 Sensibilité en fonction de la température

### 6.2.1 Système GAGE

La sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be en fonction de la température a été mesurée pour plusieurs détecteurs SBD de 1 litre avec le système GAGE. D'abord, la réponse de deux détecteurs dans des contenants en acrylique, Cb-A01-104-006 et Ma-A01-106-012, a été mesurée [55]. Les détecteurs étaient placés à 1,3 mètres de la source, exposés à un flux de  $0,62 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . La réponse du détecteur SBD-100 a été mesurée de 3 à 33 °C et celle du détecteur SBD-1000 de 5 à 40 °C. Environ 500 événements étaient générés par température et un minimum de 4 heures de compression séparait chaque mesure. Les températures de fonctionnement du SBD-1000 nous permettent d'examiner la région près du seuil ( $\approx 5^\circ\text{C}$ ). Par la suite, la réponse des détecteurs Cb-P01-205-028 et Mb-P01-210-031 a été mesurée de 5 à 30 °C et de 15 à 50 °C, respectivement [56]. Les contenants de ces détecteurs sont en polypropylène. Les détecteurs étaient situés à 1 mètre de la source et recevaient  $0,99 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . La Figure 6-3 montre la réponse des détecteurs SBD-100 et SBD-1000 en fonction de la température. Les taux de comptage des détecteurs 28 et 31 ont été multipliés par une constante afin de compenser pour leur différence de masse active avec les détecteurs 6 et 12, respectivement. Le détecteur 6 a une masse active particulièrement élevée (7,1 fois plus élevée que celle du détecteur 28). La courbe du détecteur 31 étant multipliée par 1,2, les détecteurs 12 et 31 ont une sensibilité aux neutrons comparable. La courbe d'ajustement aux données a la forme

$$R = A \cdot (T + B)^C, \quad (6.3)$$

où  $R$  est le taux de comptage,  $T$  est la température et  $A$ ,  $B$ ,  $C$  sont les paramètres à ajuster (pour le détecteur SBD-100 6,  $A = 5,74 \times 10^{-5} \text{ bul}/(\text{n} \cdot \text{cm}^{-2} \cdot ^\circ\text{C})$ ,  $B = 19,94^\circ\text{C}$  et  $C=2,74$ ). Les différences des contenants et des montages entre les deux séries de mesures peuvent changer la réponse à basse température. Les rayons  $\gamma$  produits par la source Ac-Be expliquent la remontée des données à haute température (voir Chapitre 8). En utilisant la surchauffe réduite  $s$ , il est possible de comparer la réponse des différents types de détecteurs. La Figure 6-4 présente les courbes de sensibilité aux

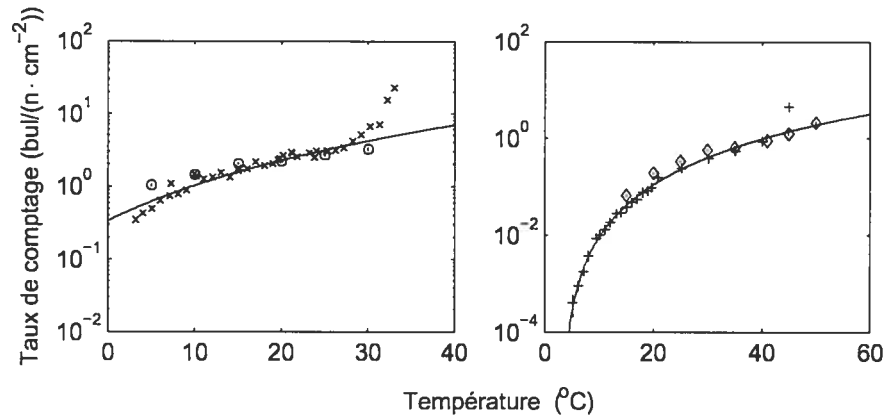


Figure 6-3: Réponse de plusieurs détecteurs aux neutrons de la source Ac-Be en fonction de la température mesurée avec le système GAGE : deux SBD-100 (gauche) et deux SBD-1000 (droite). Les contenants des détecteurs 6 (x) et 12 (+) sont en acrylique et ceux des détecteurs 28 (o) et 31 (◇) sont en polypropylène. L'erreur sur le taux de comptage est statistique et l'erreur sur la température est  $0,1^{\circ}\text{C}$ .

neutrons des détecteurs 6 et 12 en fonction de  $s$ . Le détecteur SBD-100 étant 2,3 fois plus sensible que le détecteur SBD-1000, la réponse du détecteur 12 a été ajustée à celle du détecteur 6.

### 6.2.2 Système VME

La sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be de deux détecteurs SBD-1000 (Mb-P01-210-031 et Mb-P01-210-032) a été mesurée, en fonction de la température, avec le système VME. Les détecteurs étaient situés à 1 mètre de la source et exposés à un flux de  $0,96 \text{ n}/(\text{cm}^2 \cdot \text{s})$ . La réponse de ces détecteurs a été mesurée de  $5^{\circ}\text{C}$  à  $40^{\circ}\text{C}$ . À basse température, les deux détecteurs comptaient simultanément alors qu'à haute température, le haut taux de comptage imposait des mesures distinctes. Le but de cette série de mesures était de déterminer les efficacités du système d'acquisition VME et du filtre-Q (voir Chapitre 4). La Figure 6-5 présente les sensibilités des détecteurs 31 et 32 à la source Ac-Be. Les taux de comptage avec et sans filtre-Q sont présentés

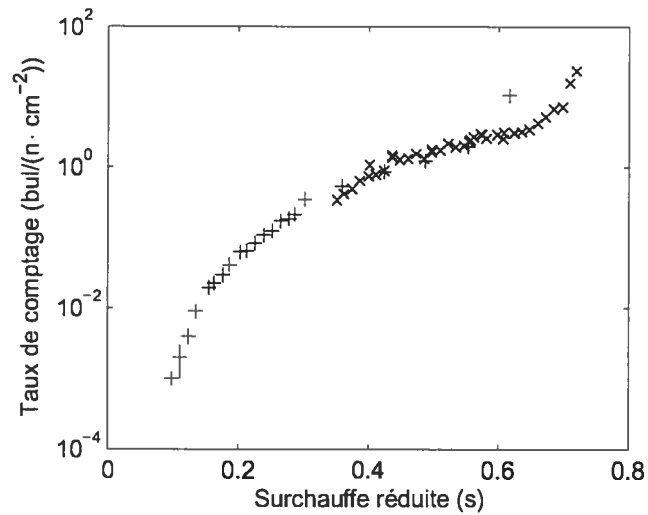


Figure 6-4: Réponse aux neutrons de la source Ac-Be d'un détecteur SBD-100 (x) et d'un détecteur SBD-1000 (+) en fonction de la surchauffe réduite,  $s$ .

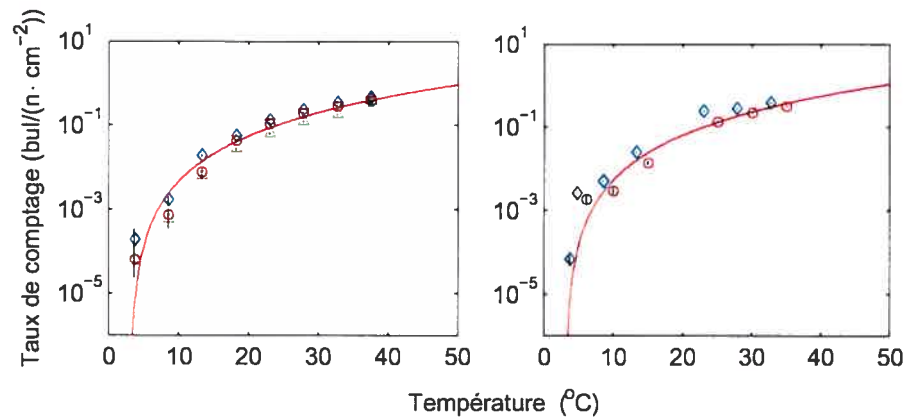


Figure 6-5: Réponse aux neutrons de la source Ac-Be de deux SBD-1000, 31 (gauche) et 32 (droite), mesurée avec le système VME, avec (o) et sans (◊) filtre-Q. La courbe d'ajustement à la réponse du détecteur 12 obtenue précédemment avec le système GAGE est ajustée aux données analysées avec le filtre-Q. Pour le détecteur 31, le filtre-Q est comparé au filtre visuel ( $\Delta$ ).

pour les deux détecteurs. Les taux de comptage obtenus avec le filtre-Q sont comparés aux données filtrées visuellement pour le détecteur 31. Quoiqu'un peu moins sélectif, le filtre-Q équivaut au filtre visuel. La courbe d'ajustement aux données du détecteur 12 (Fig.6-3) est normalisée aux réponses des détecteurs 31 et 32. Le détecteur 31 ayant servi aux mesures avec les systèmes GAGE et VME, on peut calculer sa perte de sensibilité ( $\approx 25\%$  en 1 an).

### 6.3 Simulation neutron

La réponse aux neutrons d'une source Ac-Be d'un SBD-1000 de 1 litre a été simulée [57]. La fraction du volume actif sur le volume total du détecteur virtuel était  $L = 4\%$  et 10 000 neutrons ont été générés. Une comparaison des résultats du Monte Carlo et de la sensibilité aux neutrons mesurée avec le détecteur 31 est montrée à la Figure 6-6.

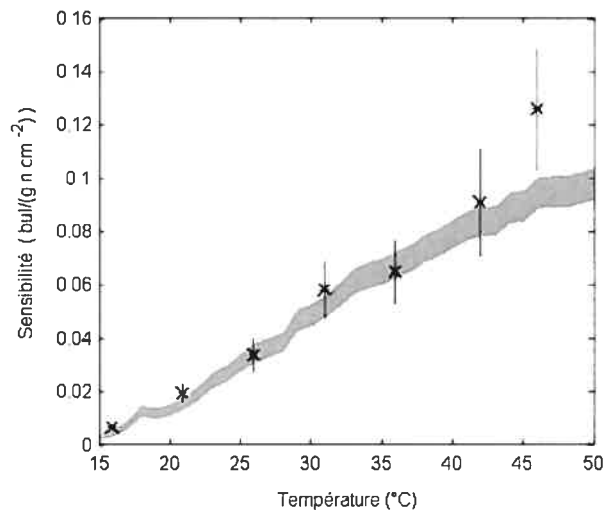


Figure 6-6: Sensibilité aux neutrons d'une source Ac-Be en fonction de la température mesurée avec un SBD-1000, le détecteur 31 (x). La région ombrée correspond aux résultats d'une simulation Monte Carlo.

## 6.4 Constante d'étalonnage

Plusieurs techniques ont été développées afin de déterminer la masse active sous forme de gouttelettes dans les SBD. Les résultats de ces différentes techniques permettent d'obtenir une constante d'étalonnage aux neutrons de la source Ac-Be en  $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$ .

- Faisceau de neutron

Afin de déterminer sa masse active, un détecteur est exposé à un faisceau de neutrons d'énergie bien définie. Le flux de neutrons, la section efficace d'interaction des neutrons avec les noyaux  $i$  ( $\sigma_i$ ), l'efficacité de détection ( $\epsilon^i(E_n, T)$ ) des neutrons à une énergie et à une température données (Éq.5.7) ainsi que la composition chimique des gouttelettes permettent de calculer la fraction ( $L$ ) de la masse active sur la masse totale du détecteur :

$$L = \frac{bul \cdot A}{M \cdot n \cdot N_A \sum_i \epsilon^i \sigma^i N_i}, \quad (6.4)$$

où  $M$  est la masse du détecteur,  $A$  est le nombre de masse du liquide actif,  $n$  est le flux de neutrons intégré sur la période de mesure,  $N_A$  est le nombre d'Avogadro et  $N_i$  est le nombre de noyaux  $i$ . La densité du gel étant similaire à celle des gouttelettes, la fraction de la masse active sur la masse totale est équivalente à la fraction du volume actif sur le volume total. La masse active de deux détecteurs de 10 ml fut mesurée à l'aide de cette technique [40].

- Simulation

Une simulation Monte Carlo a été utilisée afin de connaître la masse active des SBD à 1 mètre d'une source Ac-Be [57]. La réponse du détecteur (en  $bul/(n \cdot cm^{-2})$ ) est divisée par la sensibilité obtenue avec le Monte Carlo (en  $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$ ), afin de déterminer la masse du détecteur. Cette procédure est répétée pour plusieurs températures. Les résultats obtenus pour le détecteur 31 sont montrés à la Figure 6-7 et on trouve une masse de  $8,4 \pm 0,4$  g avec un  $\chi^2$  réduit de 1. L'incertitude sur le taux de comptage simulé est statistique et dépend du nombre de neutrons générés. Une modification dans le spectre des neutrons ou

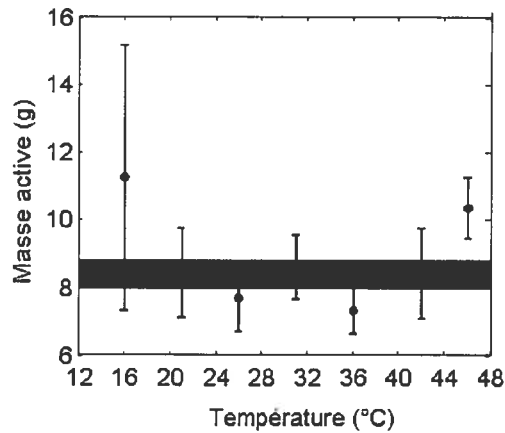


Figure 6-7: Détermination à partir d'une simulation Monte Carlo, pour différentes températures, de la masse active d'un détecteur de 1 litre exposé aux neutrons d'une source Ac-Be. La région ombrée correspond à la moyenne de la masse active obtenue pour le détecteur 31 ( $8,4 \pm 0,4$  g).

l'atténuation des neutrons à l'intérieur du détecteur changeraient la réponse des détecteurs aux neutrons de la source.

- Mesures avec un microscope

En utilisant un microscope couplé à une caméra digitale, nous avons déterminé la distribution spatiale des gouttelettes dans le gel et un grand échantillonnage de diamètres a été mesuré afin de déterminer la masse active de plusieurs détecteurs (voir Chapitre 3). L'erreur sur la masse active mesurée à l'aide du microscope provient principalement de l'incertitude sur le volume de gel analysé.

- Pesée du liquide actif

Cette méthode directe s'effectue à l'étape de fabrication. La solution est pesée antérieurement à l'ajout du liquide actif et repesée par la suite lorsque les gouttelettes de fréon sont formées et emprisonnées dans le gel. Nous avons utilisé une balance avec une précision de 0,1 g et une capacité de 6 kg. L'incertitude de cette méthode provient de l'erreur sur la balance et de l'évaporation durant l'étape de polymérisation. En effet, on ne peut pas peser le détecteur immédiatement

après l'émulsion des gouttelettes car du gaz s'échappe lors de la polymérisation. Conséquemment, au cours de ce processus ( $\approx 6 h$ ), il peut y avoir évaporation de la solution entraînant une perte de masse.

La sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be des détecteurs, dont la masse active a été déterminée, a été mesurée. La constante d'étalonnage ( $k_c$ ) est calculée à une surchauffe réduite de  $s = 0,619$ , i.e. à une température de  $25^\circ C$  pour les SBD-100, ce qui correspond à une température de  $45^\circ C$  pour les SBD-1000, et à une pression de 1 atm. Le taux de comptage mesuré aux neutrons est divisé par la masse active du détecteur et on obtient la constante d'étalonnage exprimée en  $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$ . Pour transformer la fraction ( $L$ ) du volume actif sur le volume total en masse active, on utilise la densité du liquide actif à  $22^\circ C$  (1508 g/l et 1426 g/l pour les détecteurs SBD-1000 et SBD-100, respectivement [58]) ainsi que le volume des détecteurs ( $1040 \pm 50$  ml pour les détecteurs dans les contenants A01 et P01). La table 6-1 résume les différentes masses actives, les taux de comptage mesurés aux neutrons à  $s = 0,619$  et les constantes d'étalonnage obtenues à l'aide des différentes méthodes.

La constante d'étalonnage déterminée par BTI pour les BD-100 ( $0,29 \mu l = 1 mrem$ ) est transformée en  $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$ . Le détecteur Dg-37 comporte 30% de  $C_4F_{10}$  et 70% de  $C_3F_8$  alors que le détecteur Dg-50 ne contient que du  $C_4F_{10}$ . La température d'étalonnage du détecteur Dg-37 est donc  $18^\circ C$  et la densité du liquide actif est 1393 g/l. Les étalonnages des détecteurs aux neutrons n'ont pas tous été effectués à une température équivalente à  $s = 0,619$ . Afin de calculer le taux de comptage des détecteurs 37, 26, 27 et la sensibilité mesurée par BTI à la température de référence, la dépendance en température de la réponse aux neutrons mesurée avec le détecteur 31 (Fig.6-3) a été utilisée. Les différentes mesures utilisent différents senseurs de température, n'ayant pas tous été étalonnés. Une différence de température jusqu'à  $2^\circ C$  est possible entre les différents systèmes et entraîne une incertitude de 15% sur la sensibilité aux neutrons. À cause de l'atténuation de l'énergie des neutrons à l'intérieur du détecteur, la sensibilité aux neutrons dépend du volume du détecteur. La constante d'étalonnage est mesurée pour les détecteurs de 1 litre et conséquemment, la réponse des détecteurs de 10, 14 et 22 ml a été multipliée par un facteur de correction (0,80)



Méthode	SBD	Vol ml	$M_{active}$ g	$R_n$ $bul/(n \cdot cm^{-2})$	$k_c$ $bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})$
BTI	BD-100	10	$(4 \pm 0,4)10^{-4}$	$(5,7 \pm 0,9)10^{-3}$	$0,10 \pm 0,02$
Faisceau	BD-4437	10	$0,07 \pm 0,01$	$0,0067 \pm 0,0006$	$0,09 \pm 0,01$
Faisceau	BD-5014	10	$0,09 \pm 0,01$	$0,011 \pm 0,001$	$0,12 \pm 0,02$
Simulation	SBD-1000		1	$0,09 \pm 0,01$	$0,09 \pm 0,01$
Microscope	Cb-24	1040	$5,3 \pm 0,6$	$0,73 \pm 0,11$	$0,14 \pm 0,03$
Microscope	Cb-26	1040	$5,4 \pm 1,5$	$0,83 \pm 0,12$	$0,15 \pm 0,05$
Microscope	Cb-27	1040	$8,7 \pm 2,3$	$0,81 \pm 0,12$	$0,09 \pm 0,03$
Microscope	Cb-28	1040	$3,1 \pm 0,5$	$0,37 \pm 0,01$	$0,12 \pm 0,02$
Microscope	Dg-37	14	$0,16 \pm 0,03$	$0,025 \pm 0,004$	$0,16 \pm 0,03$
Microscope	Dg-50	22	$0,26 \pm 0,04$	$0,0224 \pm 0,007$	$0,09 \pm 0,03$
Pesée	Mb-59	1040	$8,77 \pm 0,2$	$1,2 \pm 0,2$	$0,14 \pm 0,02$

Tableau 6-1: Constantes d'étalonnages ( $k_c$ ) obtenues à l'aide des différentes méthodes. La méthode de détermination de la masse active, le détecteur, son volume, sa masse active, la réponse du détecteur aux neutrons à  $25^\circ C$  pour les SBD-100, à  $45^\circ C$  pour les SBD-1000 et à  $18^\circ C$  pour le détecteur Dg-37 et la constante d'étalonnage sont présentés.

afin de compenser pour l'absence d'atténuation. La Figure 6-8 résume les constantes d'étalonnage obtenues avec les différentes méthodes. La moyenne est

$$k_c = 0,104 \pm 0,005(bul/(g \cdot n \cdot cm^{-2})). \quad (6.5)$$

## 6.5 Masse active des détecteurs SBD

La masse active de détecteurs spécifiques est déterminée directement et la masse active des autres détecteurs est calculée à partir de leur réponse aux neutrons de la source

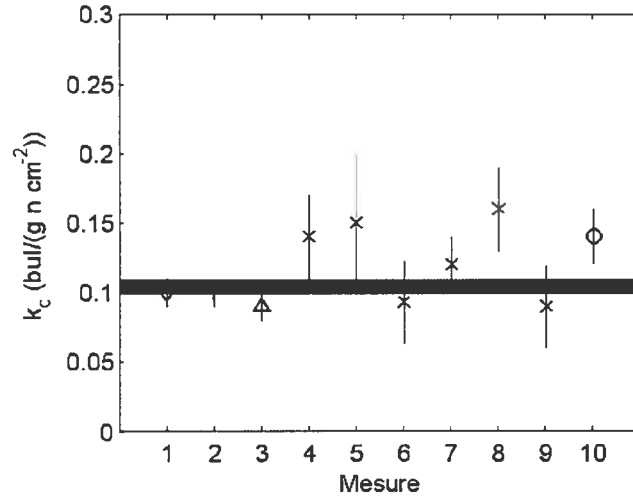


Figure 6-8: Constante d'étalonnage mesurée par BTI (◇) et comparée aux constantes d'étalonnage obtenues avec 4 techniques de mesure différentes : faisceau de neutrons (+), simulation Monte Carlo (△), microscope (x) et pesée du liquide actif (o). La région ombrée correspond à la valeur moyenne.

Ac-Be à  $s = 0,619$  et de la constante d'étalonnage. L'incertitude sur la masse active provient principalement de l'erreur sur la température d'étalonnage des détecteurs. La masse active des détecteurs SBD de 1 litre a été calculée [59]. Les étalonnages réalisés à des températures ne correspondant pas à  $s = 0,619$  ont été corrigés avec la réponse aux neutrons, mesurée en fonction de la température, du détecteur 31.

## 6.6 Sommaire

La sensibilité aux neutrons d'une source Ac-Be permet d'étalonner la quantité de masse active des détecteurs SBD. D'abord, la réponse des détecteurs aux neutrons de la source a été mesurée et simulée en fonction de la température. Ensuite, la sensibilité des détecteurs dont la masse active a été déterminée à l'aide de quatre méthodes différentes permet d'obtenir une constante d'étalonnage pour une surchauffe réduite  $s$

donnée ( $k_c = 0,104 \pm 0,005 \text{ bul}/(g \cdot n \cdot \text{cm}^{-2})$  à  $s = 0,619$ ). Enfin, on détermine la masse active des autres détecteurs via leur étalonnage avec la source Ac-Be. Les étalonnages effectués à une température ne correspondant pas à  $s = 0,619$  sont corrigés en utilisant la courbe décrivant la dépendance en température de la réponse aux neutrons de la source Ac-Be.

## CHAPITRE 7

### Sensibilité des SBD aux particules $\alpha$

---

Les particules  $\alpha$ , produites dans le fréon et la matrice de gel, ainsi que les neutrons de l'environnement sont les bruits de fond dominants des expériences utilisant la technologie des détecteurs à gouttelettes surchauffées pour rechercher la matière sombre. Les particules au minimum d'ionisation (MIP) et les rayons  $\gamma$  contribuent aux signaux des détecteurs à plus haute température (Fig.2-2). Les détecteurs sont insensibles aux neutrons d'énergie inférieure au seuil. Par conséquent, l'énergie des neutrons est amenée sous le seuil de détection par un blindage d'eau ou de paraffine. Le détecteur est toutefois sensible à toutes les contaminations intrinsèques d'émetteurs  $\alpha$ . La contamination  $\alpha$  des détecteurs provient de contaminants internes radioactifs (U/Th et leurs descendants, surtout présents dans le sel, qui compose la majeure partie de la masse totale des détecteurs) ainsi que du radon (Rn) présent dans l'air ambiant et émanant du contenant (voir Chapitre 9). Il est essentiel de bien connaître la sensibilité des détecteurs aux particules  $\alpha$ , en fonction de la température, car elle permet d'évaluer le taux de comptage du bruit de fond des détecteurs PICASSO, dû aux particules  $\alpha$ , afin d'extraire les limites sur la masse du  $\chi^0$  et la section efficace d'interaction  $\chi^0 - \text{noyau}$ . Ce chapitre expose les données et les calculs menant à la détermination de la sensibilité des détecteurs SBD aux particules  $\alpha$ .

La réponse  $\alpha$  des détecteurs PICASSO a été mesurée avec des détecteurs auxquels on a ajouté une source émettrice de particules  $\alpha$  dans le gel, d'activité connue, durant le processus de fabrication. On suit la même procédure de fabrication que pour un détecteur non dopé destiné à la recherche de la matière sombre, à l'exception de la purification des ingrédients. Tous les détecteurs marqués aux particules  $\alpha$  ont été fa-

briqués à BTI, afin de ne pas contaminer la salle propre de l'Université de Montréal. Lors des mesures, les détecteurs étaient placés dans une unité isolée acoustiquement et thermiquement, permettant de contrôler la température avec une précision de  $0,1^\circ\text{C}$ . La réponse  $\alpha$  a été mesurée avec différents types de détecteurs (deux détecteurs SBD-100, un de 8 ml et un de 1 litre, ainsi qu'avec deux SBD-1000 de 1 litre) dopés avec différentes sources radioactives.

## 7.1 Interaction $\alpha$ -SDB

La déposition d'énergie des particules  $\alpha$  est causée par l'ionisation le long de la trace  $\alpha$ , par opposition aux reculs des noyaux de  $^{12}\text{C}$  ou de  $^{19}\text{F}$  subissant une collision élastique. L'efficacité de détection ( $\epsilon$ ) des particules  $\alpha$  peut s'exprimer selon  $\epsilon \propto \epsilon_{nucl} \cdot \epsilon_{geom}$ . Le facteur  $\epsilon_{nucl}$  réfère à la probabilité de vaporisation d'une gouttelette, qui dépend de la température de fonctionnement, de l'énergie des particules  $\alpha$  et du type de liquide actif ( $C_xF_y$ ). La condition de vaporisation des gouttelettes lors de l'interaction des particules  $\alpha$  (voir chapitre 2) est

$$\left(\frac{dE}{dx}\right)_\alpha = \frac{E_{dep,\alpha}}{l_\alpha} > \frac{E_c}{r_c}, \quad (7.1)$$

où  $E_{dep,\alpha}$  et  $l_\alpha$  sont respectivement l'énergie déposée et la portée des particules  $\alpha$ , alors que  $E_c$  et  $r_c$  sont l'énergie et le rayon critiques à une température donnée. De son côté,  $\epsilon_{geom}$  englobe tous les facteurs d'angle solide entre l'émission des particules  $\alpha$  et les gouttelettes.  $\epsilon_{geom}$  dépend de la proportion de masse active dans le gel ( $L$ ), du diamètre ( $d$ ) des gouttelettes, de l'activité  $\alpha$  ( $A_\alpha$ ) et de la géométrie du détecteur (effet possible de surfactant, rapport surface/volume, etc.). L'effet de surfactant repose sur une hypothèse selon laquelle les émetteurs  $\alpha$  sont localisés sur l'interface des gouttelettes avec le gel [60]. Lors de la fabrication d'un détecteur dopé, la solution radioactive est ajoutée en même temps que le temed, au dessus duquel est ajouté le fréon (voir Chapitre 2). Il est donc plausible que les émetteurs se distribuent préférentiellement autour des gouttelettes. Par contre, les simulations montrent que la sensibilité  $\alpha$  des détecteurs SBD dopés est trop faible pour considérer un effet surfactant.

La portée des particules  $\alpha$ , dont l'énergie est d'environ 5 MeV, est  $\approx 30 \mu m$  dans le  $C_4F_{10}$ . À  $25^\circ C$ , le seuil de vaporisation des gouttelettes d'un détecteur SBD-1000 correspond à une énergie de 150 keV déposée sur une distance d'environ  $1 \mu m$ . La perte d'énergie spécifique des particules  $\alpha$  de 0 à 5 MeV dans le  $C_4F_{10}$  est d'environ 150-350 keV/ $\mu m$ , la perte maximale étant à la fin de la trace. Cette énergie déposée est supérieure au seuil de détection des détecteurs SBD.

## 7.2 Sources émettrices de particules $\alpha$

Trois types d'émetteurs  $\alpha$  ont été utilisés afin de mesurer la réponse des détecteurs PICASSO aux particules  $\alpha$  : l' $^{241}Am$ , l' $^{232}U$  et l' $^{238}U$ . Les émetteurs  $\alpha$  les plus communs et naturellement présents dans les matériaux sont l' $^{238}U$  et le  $^{232}Th$ . La chaîne de désintégration de l' $^{232}U$  est équivalente à celle du  $^{232}Th$ . De son côté, l' $^{241}Am$  n'émettant qu'une seule particule  $\alpha$ , l'activité et le spectre en énergie des particules  $\alpha$  émises sont bien connus. La chaîne de désintégration de l' $^{241}Am$ , de l' $^{232}U$  et de l' $^{238}U$  ainsi que l'énergie des particules  $\alpha$  produites sont présentées à la Table 7-1.

L' $^{241}Am$  se désintègre en  $^{237}Np$ , en émettant une particule  $\alpha$ . Le  $^{237}Np$  ayant une période très longue ( $2,1 \times 10^6$  ans), on considère que la chaîne de désintégration de l' $^{241}Am$  ne produit qu'une seule particule  $\alpha$  avec une énergie de 5,49 MeV. Le descendant direct de l' $^{232}U$ , le  $^{228}Th$ , a une courte période, lui permettant d'atteindre rapidement l'équilibre de la chaîne de désintégration, qui est identique à celle du  $^{232}Th$ . Chaque désintégration produit six particules  $\alpha$  ( $\alpha_i$ ,  $i = 1, \dots, 6$ ) : l' $^{232}U$  et le  $^{228}Th$  produisent l' $\alpha_1$  et l' $\alpha_2$ , le Ra émet l' $\alpha_3$  et les  $\alpha_4$ ,  $\alpha_5$  et  $\alpha_6$  sont émis à partir du Rn à l'intérieur d'une dizaine d'heures. Finalement, la chaîne de désintégration de l' $^{238}U$  produit huit particules  $\alpha$  lorsque l'équilibre séculaire est atteint. Les quatre premiers descendants émettent les  $\alpha_1$ ,  $\alpha_2$ ,  $\alpha_3$  et  $\alpha_4$  et ont des durées de vie de plusieurs milliers d'années. Le  $^{222}Rn$ , ayant une période relativement courte (4 jours), produit l' $\alpha_5$ . Les deux émetteurs suivants sont le  $^{218}Po$  et le  $^{214}Po$ , ayant une période de 3 et de 47 minutes, respectivement. La dernière particule  $\alpha$  est produite par la désintégration du

Chaîne radioactive	$T_{1/2}$	$E_\alpha$ (MeV)
$^{241}_{95}Am \rightarrow ^{237}_{93}Np$	433 a	5,49
$^{232}_{92}U \rightarrow ^{228}_{90}Th$	68,9 a	5,32
$^{228}_{90}Th \rightarrow ^{224}_{88}Ra$	1,91 a	5,42
$^{224}_{88}Ra \rightarrow ^{220}_{86}Rn$	3,66 j	5,69
$^{220}_{86}Rn \rightarrow ^{216}_{84}Po$	55,6 s	6,29
$^{216}_{84}Po \rightarrow ^{212}_{82}Pb$	0,146 s	6,78
$^{212}_{82}Pb \rightarrow ^{208}_{82}Pb$	<11 h	11,65
$^{238}_{92}U \rightarrow ^{234}_{90}Th$	$4 \times 10^9$ a	4,19
$^{234}_{90}Th \rightarrow ^{234}_{92}U \rightarrow ^{230}_{90}Th$	$2,46 \times 10^5$ a	4,77
$^{230}_{90}Th \rightarrow ^{226}_{88}Ra$	$7,54 \times 10^4$ a	4,69
$^{226}_{88}Ra \rightarrow ^{222}_{86}Rn$	1600 a	4,78
$^{222}_{86}Rn \rightarrow ^{218}_{84}Po$	3,825 j	5,49
$^{218}_{84}Po \rightarrow ^{214}_{82}Pb$	3,10 min	6,00
$^{214}_{82}Pb \rightarrow ^{214}_{84}Po \rightarrow ^{210}_{84}Pb$	47 min	7,69
$^{210}_{84}Po \rightarrow ^{206}_{82}Pb$	22,3 j	5,30

Tableau 7-1: Chaînes de désintégration des émetteurs  $\alpha$  introduits dans les détecteurs SBD afin de mesurer la réponse  $\alpha$  des détecteurs PICASSO. La période ( $T_{1/2}$ ) et l'énergie des particules  $\alpha$  produites ( $E_\alpha$ ) sont présentés.

$^{210}Po$ . Cependant, la période de l'émetteur  $\alpha$  suivant l' $^{238}U$  dans la chaîne de désintégration ( $^{234}U$ ) est très longue et la solution d' $^{238}U$  utilisée afin de doper le détecteur ne contient pas les noyaux filles. Conséquemment, une activité de une particule  $\alpha$  par désintégration d' $^{238}U$  ( $E_\alpha = 4,19$  MeV) sera considérée.

### 7.3 Mesures expérimentales

Le taux de comptage en bruit de fond des détecteurs dopés aux températures de fonctionnement est dominé par les particules  $\alpha$ . La sensibilité  $\alpha$  est définie par le taux

de comptage, l'activité  $\alpha$  et la masse active du détecteur ( $R = \frac{\tau(bul/s)}{A_\alpha(Bq) \cdot g}$ ). L'incertitude concernant les données de la sensibilité  $\alpha$ , qui seront présentées au cours de ce chapitre, proviendra seulement de l'incertitude sur le taux de comptage, i.e. l'erreur sur le nombre d'événements. L'erreur sur le nombre d'événements utilise la statistique de Poisson à 68,3% du niveau de confiance pour les nombres d'événements inférieurs à 21 et pour les valeurs supérieures, l'erreur employée est  $\sqrt{N}$ . L'erreur sur la masse active ( $\approx 15\%$ ) ne sera pas considérée car celle-ci n'affecte pas la forme de la réponse des détecteurs. Afin de connaître la masse active des détecteurs dopés aux particules  $\alpha$ , leur sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be a été mesurée. La masse en gramme des détecteurs est obtenue à l'aide de la constante d'étalonnage. La table 7-2 présente les différents détecteurs dopés aux particules  $\alpha$  utilisés pour mesurer la sensibilité  $\alpha$  des détecteurs SBD. Les détecteurs dopés de 1 litre sont dans des contenants en acrylique de 1,5 litres.

Date	SBD	Vol litre	Source radioactive	$A_\alpha$ Bq	$M_{act}$ g
2001	SBD-100	0,008	$^{241}Am$	10	$0,05 \pm 0,01$
06/2001	CA-A01-105-008	1	$^{232}U$	20	$10,1 \pm 1,5$
09/2003	MB-A01-307-039	1	$^{241}Am$	20	$7,3 \pm 1,1$
04/2004	MB-A01-405-056	1	$^{238}U$	20	$22,1 \pm 3,1$

Tableau 7-2: Caractéristiques des mesures avec les détecteurs marqués aux particules  $\alpha$  : la date de fabrication, le nom et le volume du détecteur, l'émetteur radioactif et l'activité  $\alpha$  présents dans le détecteur ainsi que la masse active ( $M_{act}$ ) des détecteurs. La réponse  $\alpha$  de deux SBD-100 et de deux SBD-1000 a été mesurée.

### 7.3.1 Détecteurs SBD-100

En premier lieu, la réponse  $\alpha$  a été mesurée en fonction de la température pour deux détecteurs SBD-100 (Fig.7-1). La réponse d'un détecteur de 8 ml dopé avec 10 Bq



d' $^{241}\text{Am}$  a été mesurée de 5 à 45°C en comptant les bulles visuellement [61]. La sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be de ce détecteur n'ayant pas été mesurée, sa masse active (50 mg) provient des caractéristiques moyennes des BD-100 de 8 ml. Des mesures à haut taux de comptage ( $\approx 1 \text{ bul/s}$ ) ont été faites avec un détecteur SBD-100 de 1 litre (CA-A01-105-008). Ce détecteur a été fabriqué en mars 2001 avec 500  $\mu\text{l}$  d'une solution d' $^{232}\text{U}$ , correspondant à 3,6 Bq. Considérant qu'une désintégration d' $^{232}\text{U}$  émet six particules  $\alpha$ , l'activité  $\alpha$  de ce détecteur est de l'ordre de 20 Bq. Lors de la fabrication, la solution a été filtrée avec un filtre de 0,45  $\mu\text{m}$ . La sensibilité de ce détecteur a été mesurée aux neutrons de la source Ac-Be (0,844  $\text{bul}/(\text{neu} \cdot \text{cm}^{-2})$  à 21,6°C). La réponse aux neutrons de la source Ac-Be en fonction de la température du détecteur Cb-A01-104-006 (appelé 6 dans la suite) (Fig.6-3) permet d'obtenir la sensibilité aux neutrons du détecteur dopé à 25°C et la constante d'étalonnage donne sa masse active ((10,1  $\pm$  1,5) g). Ce détecteur était équipé de deux senseurs piézo-électriques et la réponse a été mesurée de 4 à 35°C. La Figure 7-1 présente la réponse  $\alpha$  du détecteur SBD-100 de 8 ml et celle du détecteur SBD-100 de 1 litre. La sensibilité  $\alpha$  du détecteur de 8 ml est multipliée par un facteur (3,1) pour s'ajuster à la réponse du détecteur de 1 litre. La courbe d'ajustement montrée est un polynôme de degré 2. L'augmentation du taux de comptage observée au dessus de 40°C est due à la sensibilité des détecteurs aux rayons  $\gamma$ . Le seuil de détection des particules  $\alpha$  n'a pas pu être atteint à cause de la basse température de fonctionnement des détecteurs SBD-100 et des limites du système de refroidissement.

À chaque température, les mesures effectuées avec le détecteur SBD-100 de 1 litre comptent 4000 événements et une période de compression d'au moins 4 heures prend place entre chaque mesure. La sensibilité  $\alpha$  maximale obtenue avec ce détecteur est  $5 \times 10^{-3} \text{ bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$ . Après avoir remarqué que la sensibilité du détecteur varie au cours d'une mesure, i.e. en fonction du nombre d'événements, nous avons analysé les données en tenant compte de ce fait. Les données sont regroupées en tranche de 500 bulles et l'analyse linéaire de l'évolution du taux de comptage en fonction du nombre de bulles nous donne le taux de comptage à l'origine, i.e. immédiatement après une période de compression. Ces mesures comptant un grand nombre d'événements (4000), la diminution du taux de comptage en fonction du nombre de bulles n'est

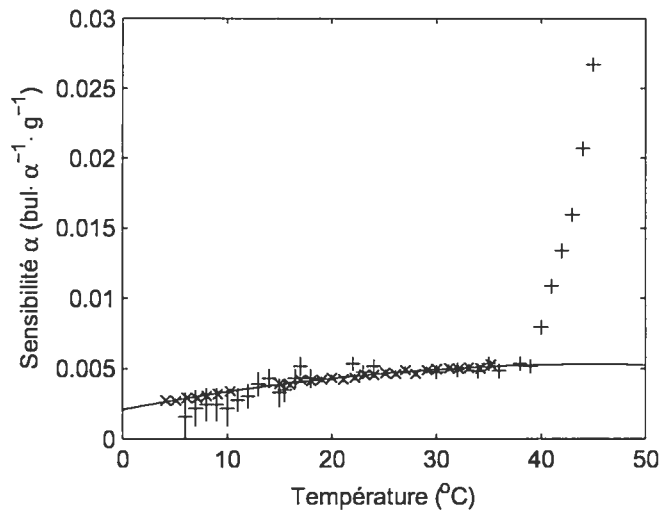


Figure 7-1: Sensibilité  $\alpha$  en fonction de la température de deux SBD-100, un détecteur de 8 ml dopé avec 10 Bq  $^{241}\text{Am}$  (+) et un détecteur de 1 litre dopé avec 3,6 Bq d' $^{232}\text{U}$  (x). La courbe d'ajustement à la réponse est un polynôme de degré 2.

pas négligeable. De plus, à tous les  $5^\circ\text{C}$ , les mesures comptent 10 000 événements, afin d'interpoler les pentes des mesures intermédiaires selon les résultats des longues mesures. Les données présentées à la Figure 7-1 réfèrent au taux de comptage à l'origine.

### 7.3.2 Détecteurs SBD-1000

En second lieu, la réponse  $\alpha$  a été mesurée avec des détecteurs SBD-1000. Contrairement aux détecteurs SBD-100, la température de fonctionnement des détecteurs SBD-1000 nous permet de mesurer la réponse près du seuil. Il est à noter que les détecteurs SBD-1000, ne comportant qu'un seul type de gaz, sont plus commodes à utiliser que les détecteurs SBD-100, composés d'un mélange de gaz, dont les proportions peuvent varier au cours de leur utilisation. Pour cette étude, deux détecteurs SBD-1000 de 1 litre, un dopé avec 20 Bq d' $^{241}\text{Am}$  et un autre avec 20 Bq d' $^{238}\text{U}$ , ont été utilisés. Le détecteur MB-A01-307-039 (appelé 39 dans la suite) a été fabriqué en octobre 2003 suivant la procédure standard de fabrication. Au cours du processus de fabrication,

27,8 ml d'une solution de chlorure d'américium ( $AmCl_3$  dans 0,5M de HCl), d'activité connue (0,72 Bq/ml), a été ajouté à la solution, créant un détecteur avec une activité  $\alpha$  de 20 Bq. Le composé d'américium étant hydrophile et les gouttelettes de fréon étant hydrophobes, on suppose que la solution d'américium ne diffuse pas dans les gouttelettes. Le détecteur MB-A01-404-056 (appelé 56 dans la suite) a été fabriqué en mars 2004 avec 20 Bq d'une solution d' $^{238}U$ . Les deux détecteurs SBD-1000 dopés ont été étalonnés aux neutrons de la source Ac-Be à plusieurs reprises. Les détecteurs étaient placés à 1 mètre de la source et le bruit de fond  $\alpha$  était soustrait du taux de comptage. En septembre 2003, le détecteur 39 comptait  $0,19 \pm 0,01 \text{ bul}/(\text{neu} \cdot \text{cm}^{-2})$ . En mars 2004, la sensibilité du détecteur 56 était de  $0,56 \pm 0,02 \text{ bul}/(\text{neu} \cdot \text{cm}^{-2})$  et en septembre 2004, sa sensibilité a été mesurée à plusieurs températures (20, 30 et  $45^\circ C$ ) (Fig. 7-2). La mesure à  $45^\circ C$  est beaucoup trop élevée comparée à la réponse aux neutrons du détecteur 6 (SBD-100), mais les mesures aux deux autres températures sont cohérentes avec l'étalonnage précédent et avec la réponse du détecteur 6. La sensibilité aux neutrons de la source Ac-Be des deux détecteurs SBD-1000 dopés a été mesurée, à  $22^\circ C$  et à  $35^\circ C$ , une dernière fois avant les mesures de la distribution des gouttelettes (avril 2005). Comme le montre la Figure 7-2, le détecteur 56 n'a pas perdu de sensibilité. De son côté, le détecteur 39, après 1 an et demi de mesures intensives, a perdu 15% de sa sensibilité. La masse active calculée à partir de la constante d'étalonnage est  $7,3 \pm 1,1 \text{ g}$  pour le détecteur 39, et  $22,1 \pm 3,1 \text{ g}$  pour le détecteur 56. À fin de comparaison, la masse active de ces détecteurs a été mesurée directement avec un microscope ( $\approx 3 \text{ g}$  pour le détecteur 39 et  $\approx 6 \text{ g}$  pour le détecteur 56, voir Chapitre 3). Nous considérerons les masses actives calculées avec la constante d'étalonnage car les mesures de la distribution des gouttelettes avec le microscope permet de comparer la taille des gouttelettes des deux détecteurs dopés mais la lentille utilisée ne permettait pas de voir toutes les gouttelettes. De plus, la fraction du volume actif sur le volume total dépend grandement de la position du gel dans le détecteur. Chaque détecteur est équipé de deux senseurs piézo-électriques. La réponse du détecteur 39, dopé à l' $^{241}Am$ , a d'abord été mesurée avec le système GAGE. Ultérieurement, la réponse de ce même détecteur et celle du détecteur 56, dopé à l' $^{238}U$ , a été mesurée simultanément avec le système VME.

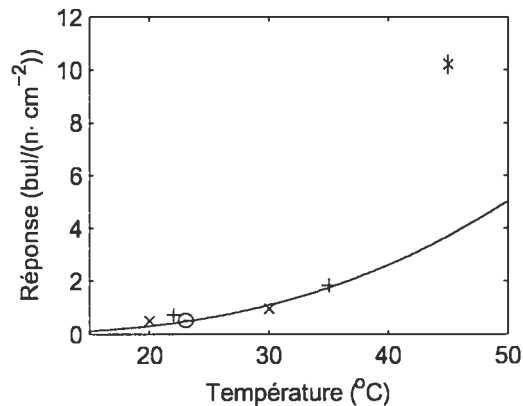


Figure 7-2: Étalonnage aux neutrons de la source Ac-Be du détecteur SBD-1000 56, dopé à l' $^{238}\text{U}$ , avant (o), pendant (x) et après (+) les mesures de la réponse  $\alpha$ . La courbe d'ajustement provient de la réponse aux neutrons du détecteur Cb-A01-104-006. Le point à  $45^\circ\text{C}$  est beaucoup trop haut pour être expliqué par les neutrons de la source Ac-Be.

#### a. Système GAGE

Tout d'abord, nous avons fait une série de mesures avec le système GAGE et le détecteur SBD-1000 39. Le seuil électronique était  $109\text{ mV}$  et des préamplificateurs avec un gain de 2000 étaient utilisés [62]. La réponse du détecteur a été mesurée de  $15^\circ\text{C}$  à  $50^\circ\text{C}$  par intervalle de 1 ou  $2^\circ\text{C}$ . La température fut ensuite réglée à  $13^\circ\text{C}$  et les mesures ont continué jusqu'à une température où aucune bulle n'était comptée ( $6^\circ\text{C}$ ). Une dernière série de mesures a eu lieu de  $12^\circ\text{C}$  à  $17^\circ\text{C}$ . Lorsqu'il est inférieur au temps nécessaire à la recompression de toutes les gouttelettes du détecteur, le temps de compression a une influence sur le taux de comptage. Il est donc important que le temps de compression entre les mesures soit constant. Malheureusement, le système GAGE ne permet pas d'automatiser les sessions alors les temps de compression varient. Néanmoins, il y a un minimum de 6 heures de compression entre chaque mesure et les données avec une période de compression trop longue ( $>24$  heures) ont été omises. À chacune des températures, à l'exception des températures près du seuil, les mesures comptent  $\approx 500$  événements. La Figure 7-3 présente la sensibilité  $\alpha$  du détecteur SBD-1000 39 en échelle linéaire et logarithmique. La courbe d'ajustement aux données est

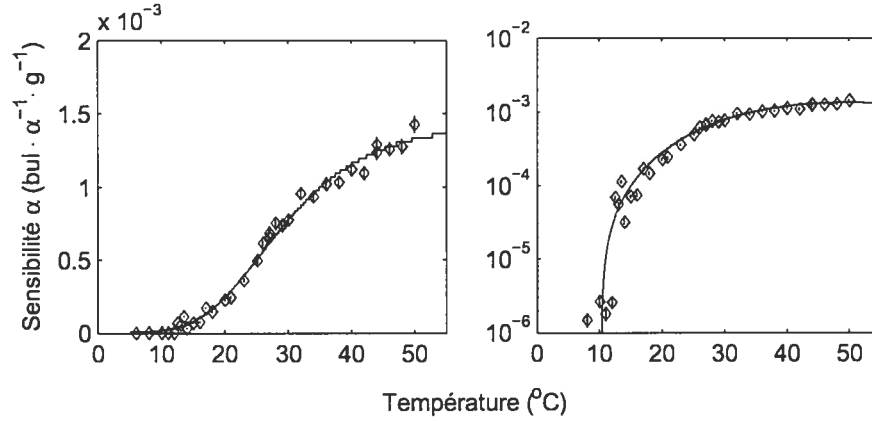


Figure 7-3: Sensibilité  $\alpha$  du détecteur SBD-1000 39 dopé à  $^{241}\text{Am}$  mesurée avec le système GAGE en échelle linéaire (gauche) et logarithmique (droite) en fonction de la température. La courbe d'ajustement est une sigmoïde asymétrique comportant 5 paramètres.

une sigmoïde asymétrique avec 5 paramètres :

$$y = \frac{a}{(1 + \exp(-((x - e) - c \cdot \ln(2^{1/d} - 1) - b)/c))^d} \quad (7.2)$$

Tout comme la fonction sigmoïde asymétrique, d'autres courbes ajustent bien les données  $\alpha$  (e.g. la somme de deux fonctions erreurs). Les détecteurs SBD étant des détecteurs à seuil, la courbe d'ajustement au taux de comptage en fonction de la température doit être une fonction de seuil. Les énergies de seuil de ces détecteurs ne sont pas connues avec une grande précision. Conséquemment, il est difficile de trouver une courbe théorique tenant compte de la dépendance du taux de comptage avec la température et la distribution de la taille des gouttelettes. C'est pourquoi des simulations numériques sont utilisées afin de représenter la réponse des détecteurs aux diverses formes de rayonnement.

La variation du taux de comptage en fonction du nombre de bulles au cours d'une mesure a été étudiée. La majorité des mesures ont un taux de comptage décroissant en fonction du temps. Par contre, le taux de décroissance est négligeable ( $10^{-7} \alpha^{-1} \cdot g^{-1}$ ). La pente des droites d'ajustement aux données du taux de comptage en fonction du nombre de bulles est montrée sur la Figure 7-4 de gauche en fonction de la température.

Contrairement aux mesures de la réponse  $\alpha$  avec le SBD-100 de 1 litre qui comptent

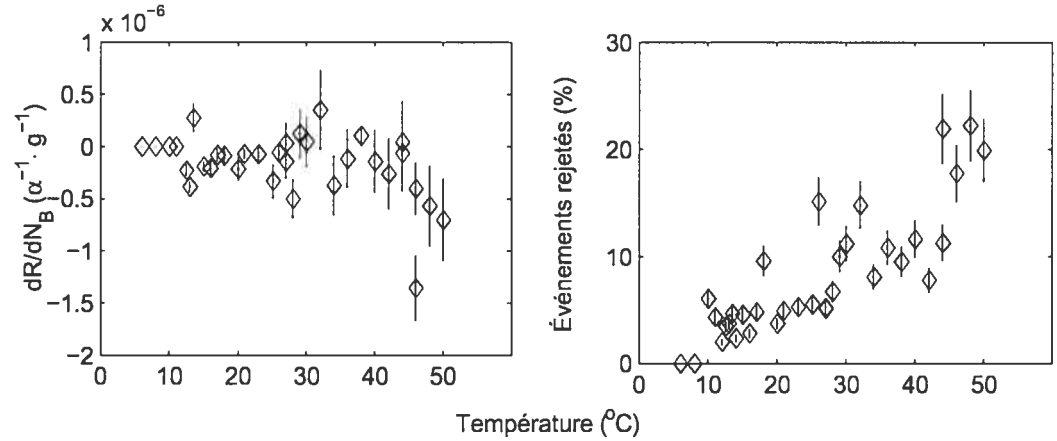


Figure 7-4: Gauche : Variation du taux de comptage, en fonction du nombre de bulles, au cours des mesures  $\alpha$  avec le détecteur SBD-1000 39 en fonction de la température. Droite : Pourcentage du nombre d'événements rejetés sur le nombre d'événements totaux, en fonction de la température, lors d'une série de mesures avec le détecteur 39 et le système GAGE.

4000 événements, les mesures avec les détecteurs SBD-1000 ne comportent que 500 bulles et le taux de comptage est approximativement constant. Conséquemment, on utilise le taux de comptage moyen du détecteur. La Figure 7-3 présente la sensibilité  $\alpha$  moyenne du détecteur SBD-1000 dopé à l' $^{241}\text{Am}$ . La sensibilité  $\alpha$  du SBD-1000 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  est de l'ordre de  $\approx 0,1\% \text{ bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot g^{-1}$  au plateau. Le taux de comptage est relativement faible, confirmant l'absence d'effet surfactant. Les fichiers de données ont été nettoyés visuellement pour rejeter les signaux de basses fréquences associés aux bruits acoustiques et les événements suivant de trop près d'autres événements. La Figure 7-4 de droite montre le % d'événements rejetés sur le nombre d'événements totaux en fonction de la température. On observe que la contamination en bruit des mesures est plus importante à haute température.

### b. Système VME

Par la suite, nous avons mesuré la réponse  $\alpha$  des deux SBD-1000, le détecteur 39 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  et le détecteur 56 dopé à l' $^{238}\text{U}$ , avec le système VME à l'intérieur d'un blindage neutron. Les deux détecteurs étaient dans la même unité de contrôle de température. Les bruits électroniques des systèmes GAGE et VME étant différents, le seuil électronique était de 269 mV et nous utilisions des préamplificateurs dont le gain est 2000. Plusieurs séries de mesures automatisées ont été faites. La température de départ était  $50^\circ\text{C}$  et le taux de comptage a été mesuré à chaque température jusqu'à  $5^\circ\text{C}$ . Ensuite, deux séries de mesures ont été effectuées dans l'ordre ascendant de température, de 10 à  $50^\circ\text{C}$  et de 5 à  $40^\circ\text{C}$ . Les sessions étant automatisées, la période de compression était fixe (10 heures) et le temps de mesure variait entre 45 minutes pour les données à haute température et 6 heures pour les données à basse température. Le nombre d'événements est variable, de 1000 événements à haute température jusqu'à 200 événements à basse température. La sensibilité  $\alpha$  des détecteurs 39 et 56 est montrée à la Figure 7-5. Pour le détecteur 56, seule la désintégration de l'uranium  $^{238}\text{U} \rightarrow \alpha + ^{234}\text{Th}$  est considérée, les autres membres de la chaîne ne contribuant pas significativement à l'activité  $\alpha$ . Les particules  $\alpha$  émises ont une énergie de 4,19 MeV comparée à 5,49 MeV pour la particule  $\alpha$  produite par l' $^{241}\text{Am}$ . Les deux détecteurs SBD-1000 dopés ont une activité  $\alpha$  de 20 Bq. La sensibilité maximale est  $\approx 1 \times 10^{-3} \text{ bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$  pour le détecteur marqué à l' $^{241}\text{Am}$  et  $\approx 4 \times 10^{-4} \text{ bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$  pour le détecteur marqué à l' $^{238}\text{U}$ . Les barres d'erreur sont statistiques et les courbes d'ajustement sont des sigmoïdes asymétriques (Éq.7.2).

Les données présentées à la Figure 7-5 sont filtrées afin d'imposer le seuil électronique (269 mV) et un temps mort de 15 ms entre les événements. L'efficacité du DAQ en fonction de la température obtenue lors de ces mesures est montrée sur la Figure 4-3. Le blindage neutron utilisé pour les mesures avec le VME semble réduire le taux de comptage à basse température. Malgré que la température de fonctionnement des détecteurs SBD-1000 nous permet d'observer la région près du seuil, l'amplitude des signaux diminue avec la température et provoque une perte d'événements à basse

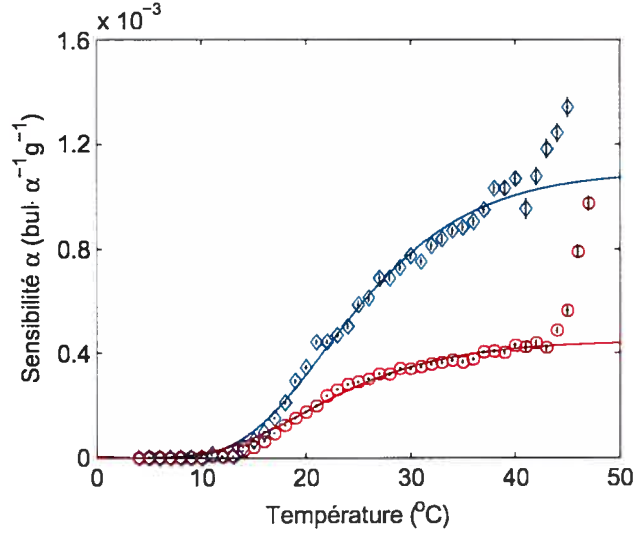


Figure 7-5: Sensibilité  $\alpha$  en fonction de la température mesurée avec le système VME pour les détecteurs SBD-1000 dopés : le détecteur 39 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 dopé à l' $^{238}\text{U}$  ( $\circ$ ). Les courbes d'ajustement sont des sigmoïdes asymétriques.

température. Conséquemment, la localisation précise du seuil de détection des particules  $\alpha$  n'est pas connue. L'évolution du taux de comptage au cours d'une mesure a été analysée pour plusieurs températures et aucune diminution significative du taux de comptage en fonction du nombre de bulles n'a été observée (Fig.7-6) .

La différence entre la sensibilité en  $\text{bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot \text{g}^{-1}$  des deux SBD-1000 serait due à une différence dans la distribution en taille des gouttelettes dans le gel. D'un côté, la sensibilité neutrons est proportionnelle à la masse active du détecteur et indépendante de la distribution en taille des gouttelettes (le détecteur 56 est 3 fois plus sensible aux neutrons que le détecteur 39). Ceci est vrai en ignorant la perte des événements, dont l'amplitude est trop faible pour être détectée, créés par de minuscules gouttelettes. D'un autre côté, à cause de leur courte portée, les particules  $\alpha$  seraient détectées avec une efficacité inversement proportionnelle à la taille des gouttelettes. L'efficacité de détection géométrique des particules  $\alpha$  est

$$\epsilon_{\text{geom},\alpha} \propto \frac{3}{4} \cdot L \cdot \frac{l_{\alpha}}{r}, \quad (7.3)$$

où  $L$  est la fraction de masse active,  $l_{\alpha}$  est la portée des particules  $\alpha$  et  $r$  est le rayon



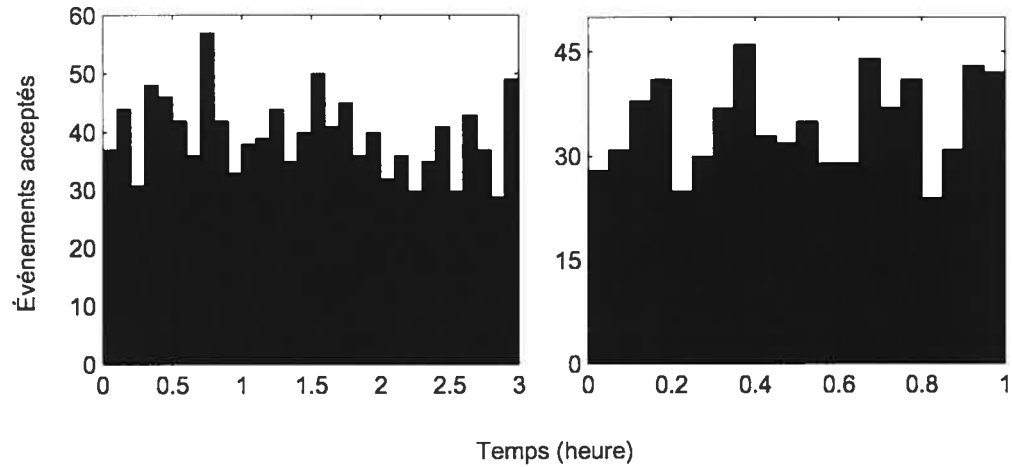


Figure 7-6: Évolution dans le temps du nombre d'événements enregistrés lors de mesures avec le détecteur SBD-1000 56 dopé à l' $^{238}\text{U}$  : la mesure est effectuée à  $22^\circ\text{C}$  (gauche) et la mesure est effectuée à  $40^\circ\text{C}$  (droite). Au cours de ces mesures, aucune diminution du taux de comptage n'est observée.

des gouttelettes. Le diamètre le plus probable des gouttelettes du détecteur dopé à l' $^{238}\text{U}$  devrait être supérieur au diamètre le plus probable des gouttelettes du détecteur dopé à l' $^{241}\text{Am}$ . Ceci est confirmé par la mesure de la distribution des gouttelettes des deux détecteurs SBD-1000 dopés (Chapitre 3). En effet, le diamètre moyen des gouttelettes du détecteur 56 est  $14\ \mu\text{m}$  alors que celui des gouttelettes du détecteur 39 est  $12\ \mu\text{m}$ . Ces valeurs sont confirmées par les simulations Monte Carlo de la réponse  $\alpha$  des détecteurs (voir section Simulations).

Les trois séries de données (Fig.7-3 et Fig.7-5) sont décrites par la même courbe (Éq.7.2). Les paramètres  $b$ ,  $c$ ,  $d$  sont gardés constants alors que les paramètres  $a$  et  $e$  sont ajustés aux données. Le paramètre  $a$  ajuste la quantité et la distribution de la masse active alors que le paramètre  $c$  ajuste la température. En effet, les quatre senseurs de température utilisés pour les mesures avec le système VME, ayant été préalablement étalonnés, ont montré qu'un gradient de température jusqu'à  $2^\circ\text{C}$  pouvait exister dans l'unité de contrôle de la température. De plus, lors de l'étalonnage des senseurs de température pour ces mesures, des ajustements allant jusqu'à  $3^\circ\text{C}$  étaient nécessaires. Les senseurs de température utilisés lors des mesures avec le détecteur SBD-1000 39 et

le système GAGE n'ayant pas été étalonnés, une erreur de température est possible. Conséquemment, la sigmoïde mesurée avec le système GAGE subit un ajustement de  $5^{\circ}\text{C}$  vers la gauche pour ajuster les données du détecteur 56 et un ajustement de  $2,5^{\circ}\text{C}$  vers la gauche pour ajuster ses propres données, cette fois mesurées avec le système VME.

### 7.3.3 Unification des détecteurs SBD-100 et SBD-1000

Dans le but d'établir une courbe de réponse commune, les données de la sensibilité  $\alpha$  en fonction de la température des détecteurs SBD-100 et SBD-1000 sont représentées en fonction de la surchauffe réduite  $s$  (Fig.7-7). La sensibilité de tous les détecteurs a été ajustée en amplitude et en température à la réponse du détecteur SBD-1000 dopé avec l' $^{238}\text{U}$ . La réponse  $\alpha$  des détecteurs combinés est bien représentée sur plusieurs ordres de grandeur avec une sigmoïde asymétrique (Éq.7.2), dont les paramètres sont  $a = 4,5 \times 10^{-4} \text{ bul} \cdot \alpha^{-1} \cdot g^{-1}$ ,  $b = 0,39$ ,  $c = 0,10$ ,  $d = 6,6$  et  $e = -0,04$  (Fig.7-7). La courbe d'ajustement représente le bruit de fond des détecteurs SBD et permet d'obtenir les limites de l'expérience PICASSO sur la section efficace d'interaction SD entre un  $\chi^0$  et un noyau cible.

La sensibilité  $\alpha$  des détecteurs SBD-100 est en accord avec celle des détecteurs SBD-1000. Cependant, l'augmentation du taux de comptage des SBD-1000 à haute température, i.e. à partir de  $50^{\circ}\text{C}$  (équivalent à  $s \approx 0,6$ ), ne coïncide pas avec la sensibilité  $\gamma$  des SBD-100 à  $s \approx 0,8$  (voir Chapitre 8). À remarquer que les premières séries de mesures avec le détecteur SBD-1000 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  ne montrent pas cette remontée du taux de comptage à  $50^{\circ}\text{C}$ . Des mesures de la sensibilité  $\gamma$  ont été effectuées avec des détecteurs SBD-1000 et une source  $\gamma$  d'activité connue (voir Chapitre 8). En considérant les rayons  $\gamma$  de l'environnement ( $0,12 \gamma \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), les rayons  $\gamma$  provenant du sel chlorure de césium ( $0,14 \text{ Bq/kg}$ ), l'activité  $\gamma$  de l' $^{241}\text{Am}$  ( $A_{\gamma} = 20 \text{ Bq}$ ) ainsi que le flux de muons ( $0,014 \mu \cdot \text{cm}^{-2} \cdot \text{s}^{-1}$ ), le taux de comptage à  $50^{\circ}\text{C}$  des détecteurs SBD-1000 dopés est 5 ordres de grandeur trop élevé comparé à la sensibilité  $\gamma$  mesurée. Nous

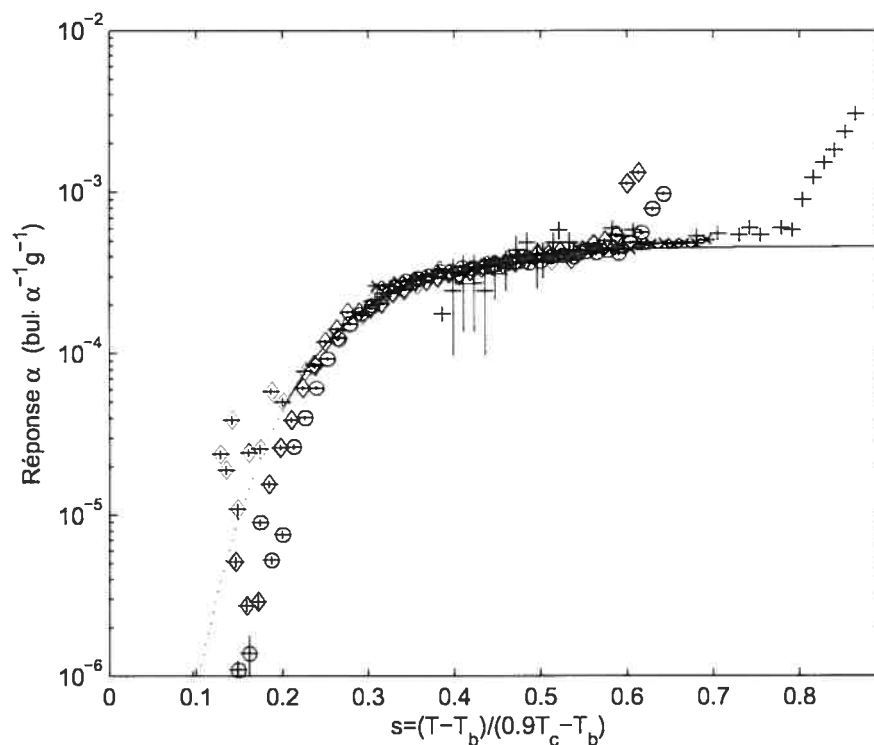


Figure 7-7: Réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD dopés en fonction de la surchauffe réduite  $s$  : SBD-100 de 8 ml dopé à l' $^{241}\text{Am}$  (+), SBD-100 de 1 litre dopé à l' $^{232}\text{U}$  (x), SBD-1000 de 1 litre dopé à l' $^{241}\text{Am}$  et mesuré avec le système GAGE ( $\diamond$  vert) et le système VME ( $\diamond$  bleu) ainsi que SBD-1000 de 1 litre dopé à l' $^{238}\text{U}$ . La réponse  $\alpha$  de tous les détecteurs a été ajustée à la sensibilité du SBD-1000 dopé à l' $^{238}\text{U}$ . La courbe d'ajustement, une sigmoïde asymétrique, ajuste bien les données sur plusieurs ordres de grandeur.

croyons que la remontée du taux de comptage est due au gaz d'azote utilisé lors de la compression. Les détecteurs dopés ont subi de multiples compressions à l'azote à une pression de  $\approx 8$  atm. Afin d'éviter le contact de l'azote et du gel, une couche d'huile minérale recouvre le dessus du détecteur. Il est possible que le surplus d'événements à haute température provient de la dissolution de l'azote dans l'huile minérale. Le coefficient de diffusion de l'azote dans l'huile minérale diminue avec la température. Donc, l'huile minérale incorporerait une quantité d'azote lors des périodes de compression et l'azote s'échapperait à haute température lors des mesures, reproduisant le signal d'une transition de phase liquide à phase gazeuse d'une gouttelette. Cependant, nous avons fait des mesures avec des senseurs piézo-électriques collés sur un contenant rempli d'huile minérale et aucun événement n'a été observé. Il se peut aussi que l'azote réussisse à pénétrer dans le gel. Ce faisant, l'azote pourrait changer la  $T_b$  et la  $T_c$  du liquide actif, changeant ainsi la valeur de la surchauffe réduite. Si les gouttelettes contiennent 3% d'azote, la remontée serait expliquée par la sensibilité  $\gamma$  des détecteurs. Par contre, la réponse  $\alpha$  serait changée et le seuil se déplacerait vers les hautes températures. Une série de mesures, après une longue période où les détecteurs étaient décompressés à haute température (2 jours), a été faite avec les détecteurs SBD-1000 39 et 56. Cette série de mesures utilise encore l'azote entre les mesures afin de comprimer les détecteurs. Cependant, l'azote a pu s'échapper lorsque les détecteurs sont restés décompressés à haute température. La remontée du taux de comptage est effectivement déplacée légèrement vers les hautes températures, sans toutefois pouvoir être expliquée par la sensibilité  $\gamma$  des détecteurs. Ensuite, nous avons utilisé un système de compression hydraulique à l'huile minérale. Lors de ces mesures, les détecteurs avaient perdu beaucoup de sensibilité et étaient instables. Néanmoins, la remontée du taux de comptage est encore présente à  $s = 0,65$ . La Figure 7-8 présente les réponses  $\alpha$  obtenues à haute température avec les détecteurs SBD-1000 39 et 56. Il est probable que les détecteurs aient été trop exposés à l'azote et que les gels en comportent maintenant une certaine quantité. Dorénavant, les détecteurs fabriqués ne seront plus comprimés directement à l'azote mais la compression sera hydraulique.

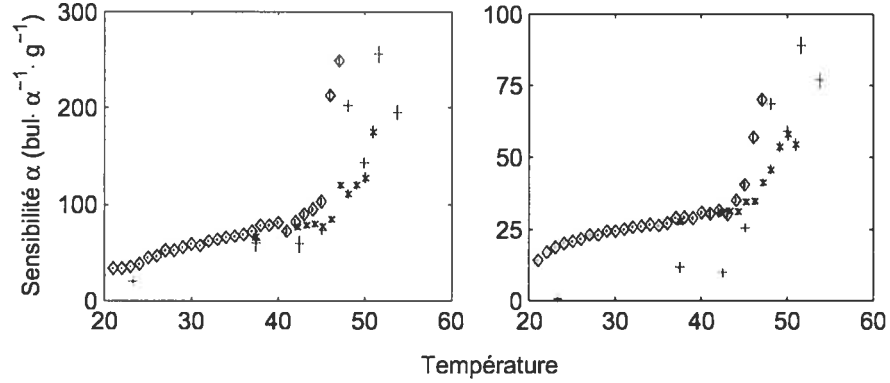


Figure 7-8: Sensibilité  $\alpha$  mesurée à haute température pour observer l'effet de la compression des détecteurs à l'azote avec le détecteur 39 (gauche) et le détecteur 56 (droite). Sont présentées, les mesures présentées précédemment ( $\diamond$ ,  $\circ$ ), les mesures à haute température suivant une longue période de décompression ( $\times$ ) et les mesures utilisant le système de compression hydraulique à l'huile minérale ( $+$ ).

### 7.3.4 Simulations

La réponse  $\alpha$  de deux détecteurs SBD-1000, un dopé à l' $^{241}\text{Am}$  et l'autre dopé à l' $^{238}\text{U}$ , a fait l'objet de simulations en utilisant le programme Monte Carlo de Géant4 [51]. La densité des gouttelettes surchauffées est variée en fonction de la température. L'ionisation des noyaux de recul de faibles énergies est prise en considération, utilisant le modèle d'arrêt nucléaire ICRU-R49 [49] et le modèle électronique d'arrêt nucléaire SRIM2000p [50]. L'énergie de seuil nécessaire à la vaporisation d'une gouttelette provient des mesures avec les neutrons monoénergétiques (Chapitre 5), en présumant une collision élastique de plein fouet entre un neutron et un noyau d'une gouttelette. Afin que les données  $\alpha$  soient cohérentes avec les données neutrons, les simulations suggèrent fortement que la totalité de l'énergie de recul du noyau au seuil est requise pour la vaporisation d'une gouttelette. De plus, pour ajuster les données  $\alpha$ , l'efficacité de déposition d'énergie ( $\eta = E_c/E_{min}$ ) pour les particules  $\alpha$ , i.e. la fraction d'énergie déposée disponible en chaleur, doit être plus grande d'un facteur 1,5 que pour les ions lourds (carbone et fluor), ce qui correspond à  $\eta \approx 6\%$ . Sous la condition que le noyau de recul produisant la vaporisation au seuil est le fluor, le  $\frac{dE}{dx}$  requis pour déclencher une

transition de phase liquide à phase gazeuse est trop élevé pour expliquer la sensibilité des détecteurs aux particules  $\alpha$ . Conséquemment, l'énergie minimale de déposition au seuil serait définie par le recul du carbone.

La réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD dépend fortement de la taille des gouttelettes dispersées dans le gel. Une simulation de la réponse  $\alpha$  avec un détecteur dopé à l' $^{241}\text{Am}$ , dont la fraction de masse active est 1%, a été faite pour cinq tailles de gouttelettes différentes (Fig.7-9). La réponse  $\alpha$  maximale se montre inversement proportionnelle au

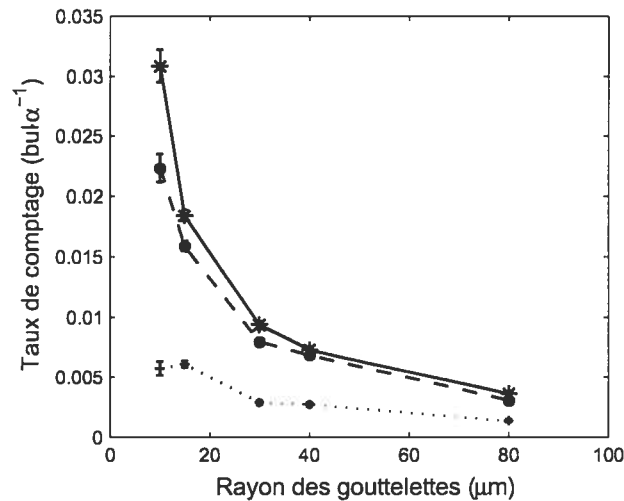


Figure 7-9: Simulation de la sensibilité  $\alpha$  maximale d'un détecteur SBD-1000, dopé avec 20 Bq d' $^{241}\text{Am}$ , en fonction du rayon des gouttelettes pour trois températures différentes : 20°C (+), 30°C (•) et 40°C (\*). La sensibilité  $\alpha$  est inversement proportionnelle à la taille des gouttelettes.

rayon des gouttelettes. La réponse n'est pas affectée par la taille des gouttelettes dans l'intervalle de température étudié, comme le montre la Figure 7-10.

Tout d'abord, la réponse du détecteur 39 dopé à l' $^{241}\text{Am}$  a été simulée avec  $L=0,5\%$ , un choix validé par son étalonnage aux neutrons de la source Ac-Be. Les particules  $\alpha$  sont générées uniformément dans le gel, avec un spectre en énergie correspondant à celui de la désintégration de l' $^{241}\text{Am}$ . Afin que la simulation s'ajuste aux données expérimentales, on doit considérer des gouttelettes dont la taille est 1,2 fois

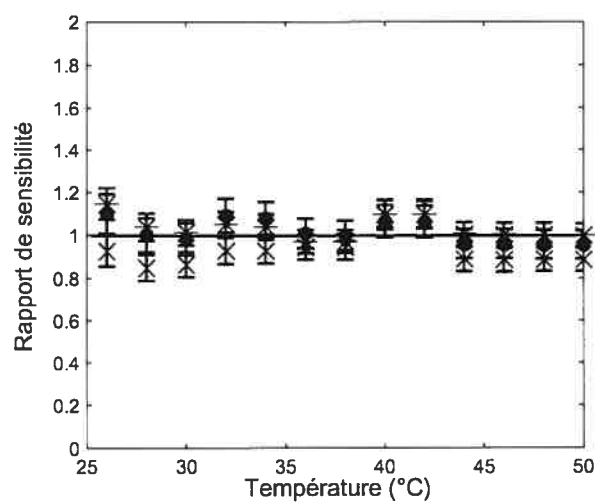


Figure 7-10: Rapport entre la sensibilité simulée obtenue à partir de trois détecteurs, chacun contenant des gouttelettes de rayon différent ( $10\ \mu m$  (x),  $15\ \mu m$  (•) ou  $30\ \mu m$  (\*)) et d'un détecteur dont les gouttelettes sont distribuées selon la distribution mesurée pour le détecteur 24 de 1 litre. Les sensibilités simulées sont ajustées au plateau. Le rapport étant compatible avec 1 de 20 à  $50^\circ C$ , on considère que la distribution en taille des gouttelettes n'influence pas la forme de la réponse  $\alpha$ .

plus grande que celle des gouttelettes du détecteur 24, causant un taux de comptage maximal plus faible que celui envisagé avec la distribution du détecteur 24. Ceci est en accord avec les mesures de la distribution des gouttelettes à l'aide d'un microscope des détecteurs 24 et 39 (Chapitre 3). Le diamètre moyen mesuré des gouttelettes du détecteurs 39 est 1,3 fois plus grand que le diamètre moyen des gouttelettes du détecteur 24. Les résultats de la simulation sont en accord avec la réponse  $\alpha$  mesurée (Fig.7-11).

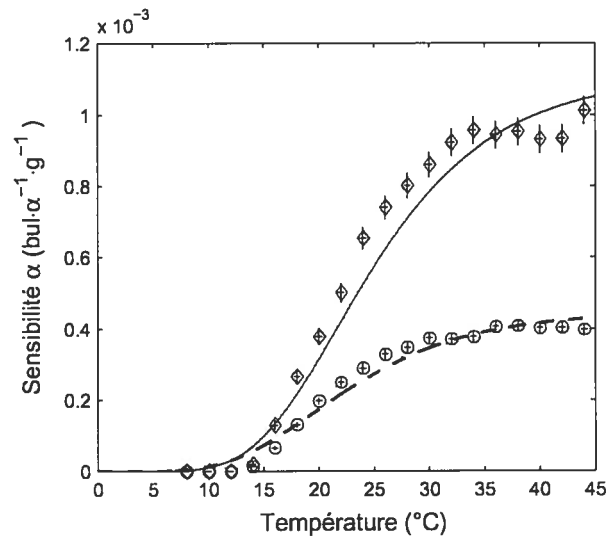


Figure 7-11: Comparaison des simulations et des mesures de la réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD-1000 dopés : le détecteur 39 dopé à  $^{241}\text{Am}$  ( $\diamond$ ) et le détecteur 56 dopé à  $^{238}\text{U}$  ( $\circ$ ). Les symboles réfèrent aux résultats des simulations, alors que les courbes réfèrent aux ajustements des mesures expérimentales.

Ensuite, la réponse  $\alpha$  du détecteur SBD-1000 56, dopé à  $^{238}\text{U}$ , a été simulée avec  $L = 1,5\%$ . Les paramètres de la simulation sont les mêmes que pour la simulation du détecteur dopé à  $^{241}\text{Am}$ . Tout comme pour les mesures expérimentales, les noyaux filles de la désintégration de  $^{238}\text{U}$  ne sont pas considérés. Cette fois, on considère des gouttelettes dont la taille est 1,6 fois supérieure à celle des gouttelettes du détecteur 24, ce qui est confirmé par la mesure de la distribution des gouttelettes du détecteur 56. Les résultats de la simulation sont comparés aux données expérimentales à la Figure 7-11.



Avec la fonction de probabilité (Éq.2.4) et la valeur de  $a$  déduite des mesures avec les neutrons monoénergétiques ( $a = 1$ ), on obtient la longueur critique en fonction de la température. Les simulations des deux détecteurs SBD-1000 dopés aux particules  $\alpha$  donnent  $l_c = 18R_c$ . L'hypothèse selon laquelle l'énergie de la particule incidente doit être déposée à l'intérieur d'une cavité sphérique du rayon critique pour permettre la formation d'une bulle n'est pas vérifiée. Les résultats des simulations montrent que l'énergie doit être déposée sur un parcours effectif beaucoup plus grand que le rayon critique. On présume donc que la cavité de vapeur peut initialement s'étendre sur le parcours avant d'acquies une forme sphérique.

Il est important de réaliser que pour une distribution identique de gouttelettes, la réponse  $\alpha$  simulée en fonction de la température pour l' $^{241}\text{Am}$  est la même pour l' $^{238}\text{U}$ , malgré la différence en énergie des particules  $\alpha$  produites (4,19 MeV pour l' $^{238}\text{U}$  et 5,49 MeV pour l' $^{241}\text{Am}$ ) (Fig.7-12).

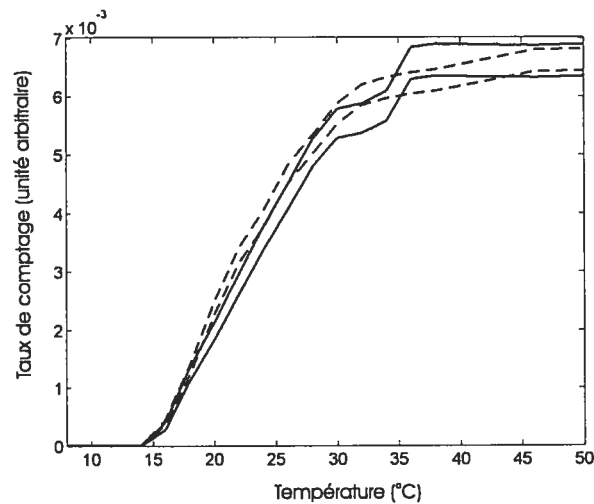


Figure 7-12: Comparaison entre la réponse  $\alpha$  simulée, en fonction de la température, du détecteur dopé à l' $^{241}\text{Am}$  (lignes pleines) et celle du détecteur dopé à l' $^{238}\text{U}$  (lignes pointillées). Les bandes montrent les incertitudes sur la réponse  $\alpha$ . Considérant la même distribution de gouttelettes pour les deux détecteurs, leur réponse  $\alpha$  est équivalente.

## 7.4 Sommaire

Le bruit de fond intrinsèque des détecteurs SBD est dû aux particules  $\alpha$ . Conséquemment, la sensibilité des détecteurs aux particules  $\alpha$  en fonction de la température permet d'évaluer le taux de comptage du bruit de fond des détecteurs PICASSO afin d'extraire les limites sur la masse du  $\chi^0$  et la section efficace d'interaction  $\chi^0$ -noyau. La réponse  $\alpha$  a été mesurée avec différents types de détecteurs (deux SBD-100 et deux SBD-1000) dopés avec différentes sources radioactives ( $^{241}\text{Am}$ ,  $^{232}\text{U}$  et  $^{238}\text{U}$ ). Les particules  $\alpha$  émises ont une énergie d'environ 5 MeV. La masse active des détecteurs dopés a été mesurée à l'aide de leur étalonnage aux neutrons de la source Ac-Be. La réponse  $\alpha$  des différents types de détecteurs est unifiée par l'utilisation de la surchauffe réduite  $s$ . La réponse  $\alpha$  de tous les détecteurs dopés peut être décrite par la même courbe, une sigmoïde asymétrique comportant 5 paramètres. Les détecteurs SBD-100 présentent le comportement attendu à haute température, i.e. un plateau jusqu'à la remontée du taux de comptage due à la sensibilité des détecteurs aux rayons  $\gamma$ . Par contre, le taux de comptage des détecteurs SBD-1000 montrent une remontée qui ne peut pas être expliquée par la sensibilité des détecteurs aux rayons  $\gamma$ . Une explication possible à cette remontée du taux de comptage est la contamination des détecteurs à l'azote, gaz utilisé lors de la compression des détecteurs. Pour une quantité de masse active donnée, la sensibilité  $\alpha$  est inversement proportionnelle à la taille des gouttelettes. La réponse  $\alpha$  des détecteurs SBD a été simulée en accord avec les simulations de la réponse aux neutrons. Les simulations reproduisent la réponse  $\alpha$  obtenue expérimentalement et démontrent la dépendance de la sensibilité  $\alpha$  par rapport à la taille des gouttelettes. La forme de la réponse  $\alpha$  n'est toutefois pas influencée par la taille des gouttelettes.

## CHAPITRE 8

### Sensibilité des SBD aux rayons $\gamma$

---

À cause de leur faible perte d'énergie linéaire ( $\frac{dE}{dx}$ ), les rayons  $\gamma$ , contrairement aux particules  $\alpha$  ou aux reculs nucléaires, ne peuvent pas induire une transition de phase aux températures normales de fonctionnement. Cependant, dans la région de température où la sensibilité des détecteurs aux rayons  $\gamma$  est maximale ( $\approx 45^\circ C$  pour les SBD-100 et  $\approx 65^\circ C$  pour les SBD-1000), la probabilité qu'un électron, interagissant avec une gouttelette, déclenche une transition de phase liquide à phase gazeuse est élevée. Ceci est également vrai pour les muons cosmiques [4]. La sensibilité  $\gamma$  de plusieurs détecteurs, dont 2 SBD-1000 de 10 ml, un SBD-1000 de 1 litre et plusieurs SBD-100 de 10 ml, exposés à une source émettrice de rayons  $\gamma$  a été mesurée.

#### 8.1 Interaction $\gamma$ -SBD

Malgré la présence du CsCl dans le gel, le nombre atomique associé au détecteur est faible ( $Z \approx 5,5$ ). Conséquemment, les rayons  $\gamma$  interagissent avec le liquide actif principalement par diffusion Compton. En particulier, la diffusion Compton des rayons  $\gamma$  d'énergie 1,275 MeV, énergie des rayons  $\gamma$  produits par une source de  $^{22}Na$ , génère des électrons de recul dont l'énergie moyenne est 500 keV. Ceux-ci ont une portée de 1,1 mm dans le gel. La sensibilité  $\gamma$  des détecteurs est attribuée aux rayons  $\delta$  ou aux électrons Auger produits au long de la trace de l'électron Compton. À la fin de leur parcours, les trajectoires des électrons de faibles énergies se courbent et forment des noeuds ionisants localisés, créant des points chauds dont l'énergie déposée est de l'ordre

du keV.

Au dessus de la température maximale de fonctionnement des détecteurs ( $\approx 72^\circ C$  pour les SBD-1000), la nucléation spontanée devient importante et dans ce régime, le détecteur devient intrinsèquement instable. Cette limite de métastabilité des liquides surchauffés est décrite par la théorie de nucléation homogène [6]. Comme nous avons précisé au Chapitre 2, cette théorie prédit que la vaporisation des liquides organiques prend place à 0,90% de la température critique ( $T_c$ ), en Kelvin, à la pression atmosphérique. En accord avec ce modèle, on s'attend à une décroissance exponentielle très rapide du flux ( $s^{-1} \cdot cm^{-3}$ ) de nucléation spontanée suivant la baisse de température [4]. Cette forte dépendance en température a été confirmée par une expérience [3] faite à une température près de  $T \approx 0,9T_c$  et une diminution de plusieurs ordres de grandeur du taux de comptage a été observée sur un petit intervalle de température ( $\Delta T = 1^\circ C$ ). À partir de ces résultats, on conclut que le processus de nucléation spontanée ne devrait pas jouer un rôle significatif lorsque les détecteurs fonctionnent à une température inférieure, de plusieurs degrés, à  $0,9T_c$ .

## 8.2 Mesures expérimentales

La réponse  $\gamma$  de deux SBD-1000 de 10 ml a été mesurée à l'aide d'une source de  $^{22}Na$  dont l'activité  $\gamma$  est  $A_\gamma = 0,7 \mu Ci$ . Les détecteurs de 5,8 cm de haut et de 1,6 cm de diamètre, étaient équipés d'un senseur piézo-électrique et placés dans une unité de contrôle de température. Dans le but de réduire le taux de comptage à haute température, ces détecteurs ont une faible masse active. La sensibilité des détecteurs aux neutrons de la source Ac-Be a été mesurée afin de déterminer la fraction du volume actif sur le volume total ( $\approx 0,03\%$ ). La réponse  $\gamma$ , en  $bul/(\gamma \cdot cm^{-2})$ , a été mesurée de  $49,5^\circ C$  à  $56^\circ C$  avec un premier détecteur et de  $49,5^\circ C$  à  $70,7^\circ C$  avec un second détecteur (Fig.8-1). La réponse du premier détecteur a été ajustée en amplitude à celle du second.

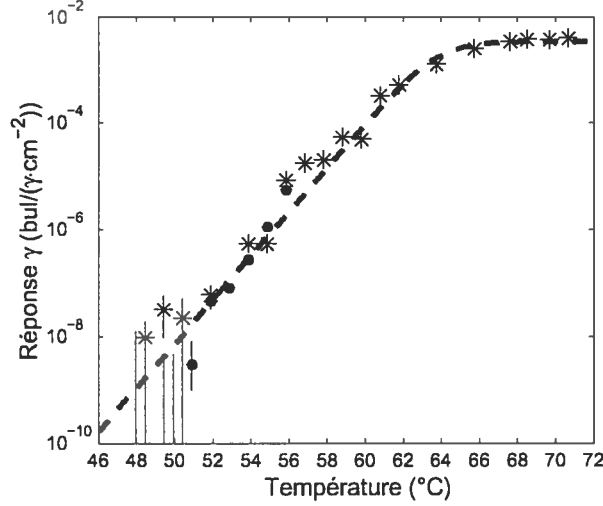


Figure 8-1: Réponse  $\gamma$  en fonction de la température mesurée avec 2 détecteurs SBD-1000 de 10 ml, le premier ( $\bullet$ ) et le deuxième (\*), utilisant une source de  $^{22}\text{Na}$ . Une fonction sigmoïde (Éq.8.1) ajuste les données expérimentales (ligne pointillée).

Un plateau est observé pour  $T \geq 65^\circ\text{C}$  donnant une réponse maximale de  $\approx 3,0 \times 10^{-3} \text{ bul}/(\gamma \cdot \text{cm}^{-2})$ . La réponse  $\gamma$  mesurée est ajustée sur 6 ordres de grandeur par une fonction sigmoïde [4]:

$$R_\gamma = \frac{R_{\max}}{1 + \exp\left(\frac{T_0 - T}{\tau}\right)}, \quad (8.1)$$

avec  $T_0 = 63,8^\circ\text{C}$  et  $\tau = 1,1^\circ\text{C}$ .

La réponse  $\gamma$  des détecteurs SBD-100 de 10 ml dans la région du plateau ( $46^\circ\text{C}$ ) a été étudiée en utilisant différentes sources de rayons  $\gamma$  :  $^{22}\text{Na}$ ,  $^{60}\text{Co}$ ,  $^{57}\text{Co}$ ,  $^{137}\text{Cs}$  et  $^{241}\text{Am}$ . En se désintégrant, le  $^{22}\text{Na}$  émet trois rayons  $\gamma$  (un de 1.3 MeV et deux de 0.511 MeV). La source de  $^{60}\text{Co}$  en émet un de 1.2 MeV et un de 1.3 MeV. Le  $^{57}\text{Co}$  génère un rayon  $\gamma$  de 122 keV alors que le  $^{137}\text{Cs}$  en produit un de 662 keV. Finalement, l' $^{241}\text{Am}$  émet des rayons  $\gamma$  de 60 keV. On calcule la réponse  $\gamma$  à partir du taux de comptage ( $\Gamma$ ) et du nombre de rayons  $\gamma$  interagissant avec le détecteur

$$R_\gamma = \frac{\Gamma}{f \cdot \sigma_c \cdot A_\gamma \cdot \frac{1 - e^{-\lambda l}}{\lambda} \cdot \frac{1 - e^{-\mu \Delta y}}{\mu}}, \quad (8.2)$$

où  $f = \frac{\Omega}{4 \cdot \pi \cdot d^2}$ ,  $\Omega$  est l'angle solide du détecteur exposé à la source et  $d$  est la distance

entre le détecteur et la source,  $\sigma_c$  est la section efficace Compton, qui dépend de l'énergie des rayons  $\gamma$ ,  $A_\gamma$  est l'activité  $\gamma$  de la source,  $\lambda = \frac{\ln 2}{T_{1/2}}$ ,  $t$  est le temps de mesure et  $\mu$  est le coefficient d'atténuation de la diffusion cohérente Compton. La Figure 8-2 montre la réponse  $\gamma$  des détecteurs en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$  produits par les différentes sources. La réponse des détecteurs SBD-1000 (Fig.8-1), multipliée par 23 afin d'ajuster leur masse active, est comparée à la réponse des détecteurs SBD-100. La réponse  $\gamma$  des

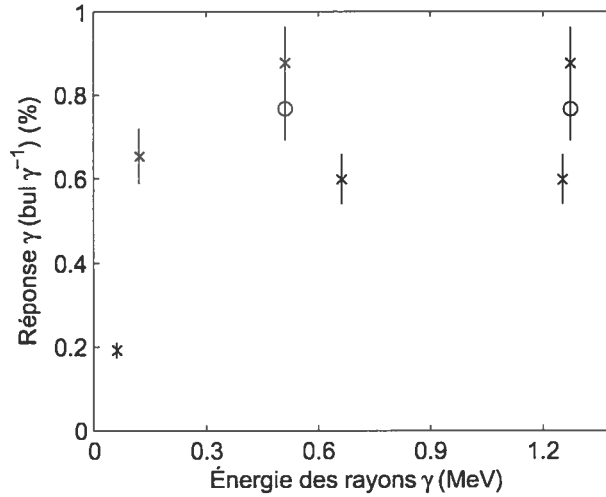


Figure 8-2: Sensibilité  $\gamma$  mesurée en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$  avec des détecteurs SBD-100 (x) et différentes sources  $\gamma$ , ainsi que des détecteurs SBD-1000 (o) et une source de  $^{22}\text{Na}$ . La sensibilité des détecteurs SBD-1000 est ajustée à celle des SBD-100.

détecteurs est pratiquement constante de 100 keV à 1,3 MeV. Les détecteurs ayant un faible nombre atomique, la diffusion Compton est l'interaction dominante de 400 keV à 5 MeV. Les paramètres de l'interaction et la perte d'énergie spécifique des électrons Compton ne changent que légèrement dans cet intervalle d'énergie. De plus, la probabilité d'émission de rayons  $\delta$  est proportionnelle à la distance parcourue par les électrons. On s'attend donc à ce que la réponse  $\gamma$  des détecteurs soit constante en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$  (pour  $E_\gamma > 500$  keV). L'efficacité de détection géométrique des rayons  $\gamma$  est donnée, tout comme pour les particules  $\alpha$ , par  $\epsilon_{geom,\gamma} \approx \frac{3}{4} \cdot L \cdot \frac{l_\gamma}{R}$ . Avec  $R = 25 \mu\text{m}$ ,  $L = 0,03\%$  et  $l_\gamma = 1,1 \text{ mm}$ , on trouve  $\epsilon_{geom,\gamma} = 1\%$ , ce qui est du même ordre de grandeur que la réponse  $\gamma$  obtenue expérimentalement (Fig.8-2).

La sensibilité  $\gamma$ , en  $\text{bul}/(\text{g} \cdot \gamma \cdot \text{cm}^{-2})$ , d'un détecteur SBD-1000 de 1 litre, Mb-P01-210-031, a été mesurée avec la source  $^{22}\text{Na}$  sur un petit intervalle de température (47 à 52°C). La source était collée directement sur le contenant en polypropylène. La Figure 8-3 présente le taux de comptage du détecteur en bruit de fond et exposé aux rayons  $\gamma$  de la source  $^{22}\text{Na}$ . La sensibilité  $\gamma$  obtenue avec le détecteur de 1 litre est également présentée. La sensibilité  $\gamma$  obtenue avec le détecteur de 1 litre est équivalente à celle

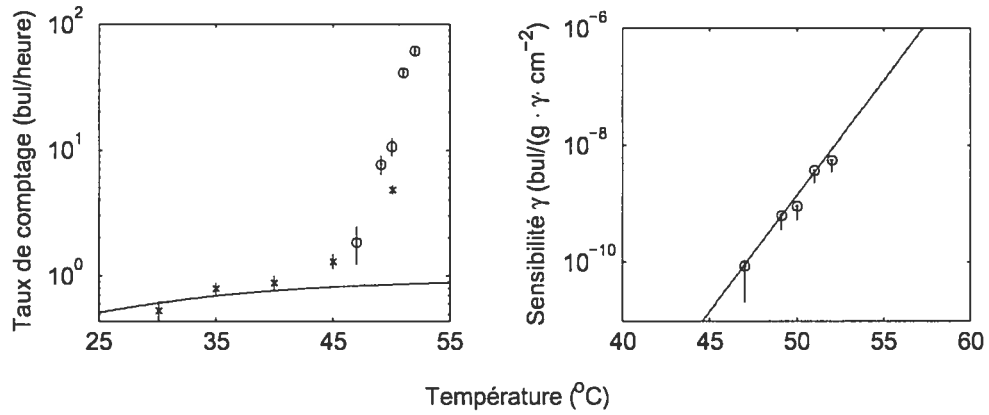


Figure 8-3: Gauche : Taux de comptage, en bruit de fond (x) et avec une source  $\gamma$  de  $^{22}\text{Na}$  (o), mesuré avec le détecteur SBD-1000 31 de 1 litre, en fonction de la température. La courbe d'ajustement est la réponse  $\alpha$ . Droite : Sensibilité  $\gamma$ , en fonction de la température, du détecteur 31 (o) et courbe d'ajustement à la réponse  $\gamma$  obtenue avec les détecteurs SBD-1000 de 10 ml (Fig.8-1).

obtenue avec les détecteurs SBD-1000 de 10 ml.

### 8.3 Simulations

La Figure 8-4 montre les résultats d'une simulation, obtenue avec Géant4 pour le spectre en énergie des rayons  $\delta$  émis sur la trajectoire des électrons de 500 keV et des muons de 1 GeV, traversant le détecteur. Le spectre de rayons  $\delta$  serait indépendant de l'énergie des électrons primaires et des muons. De plus, 50% des rayons  $\delta$  émis déposent une énergie inférieure à 0,05 keV. En insérant ce spectre dans le programme

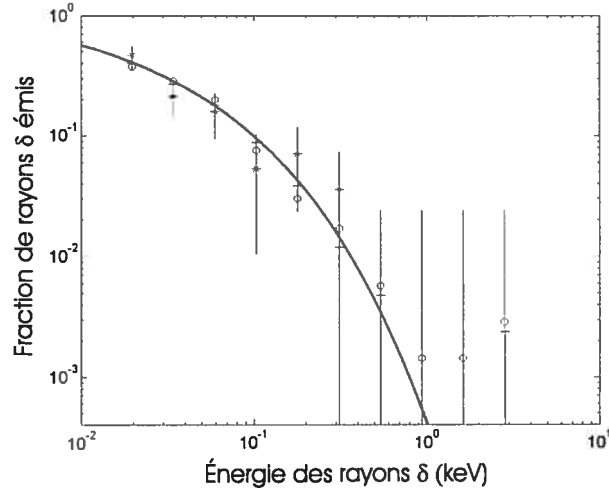


Figure 8-4: Spectre énergétique simulé des rayons  $\delta$  émis sur la trajectoire de muons de 1 GeV (o), d'électrons de 500 keV (+) et d'électrons de 5 keV (\*) à l'intérieur d'un détecteur. La courbe d'ajustement aux données des spectres combinés est également montrée.

d'analyse des simulations avec les paramètres décrits au Chapitre 5, la réponse simulée représente bien la réponse obtenue expérimentalement, comme le montre la Figure 8-5. Les résultats de la simulation ont subi un ajustement en amplitude et un ajustement de  $2^{\circ}\text{C}$  en température. L'ajustement en amplitude est interprété comme un étalonnage de la masse active et l'ajustement en température est interprété comme un étalonnage des senseurs de température. Les résultats obtenus indiquent que la sensibilité  $\gamma$  des détecteurs SBD est proportionnelle au produit de la section efficace de Compton et de la probabilité d'émission de rayons  $\delta$ .

## 8.4 Sommaire

À haute température, les détecteurs SBD sont sensibles aux rayons  $\gamma$  et aux muons. La réponse  $\gamma$  est attribuée aux électrons Compton déposant de l'énergie de l'ordre du keV. La réponse de plusieurs détecteurs a été mesurée en fonction de la température à



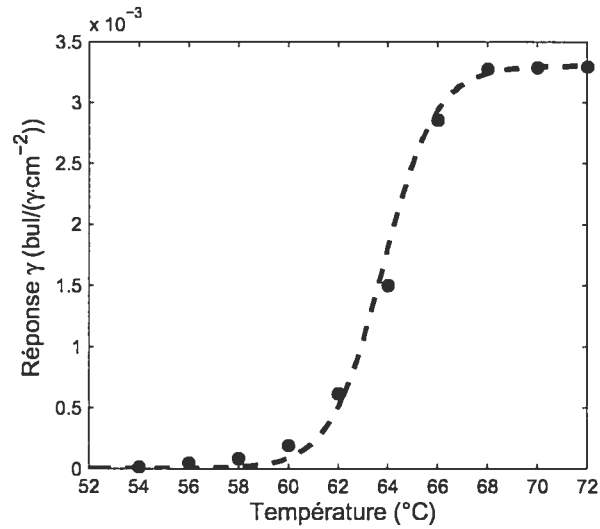


Figure 8-5: Réponse  $\gamma$  simulée d'un SBD-1000 en fonction de la température utilisant le spectre de rayons  $\delta$  montré à la Figure 8-4. La ligne pointillée correspond aux mesures faites avec les détecteurs SBD-1000 de 10 ml. Les résultats des simulations ( $\bullet$ ) sont ajustés aux données expérimentales en amplitude et en température ( $2^\circ\text{C}$ ).

l'aide de différentes sources  $\gamma$ . La courbe d'ajustement à la réponse  $\gamma$  est une fonction sigmoïde. La réponse  $\gamma$  est approximativement constante en fonction de l'énergie des rayons  $\gamma$ . Le spectre en énergie des rayons  $\delta$  émis sur la trajectoire des électrons et des muons a été simulé et est indépendant de l'énergie des électrons primaires et des muons. Ce spectre est utilisé afin de simuler la réponse  $\gamma$  des détecteurs, utilisant les mêmes paramètres que ceux utilisés pour reproduire la réponse neutron et  $\alpha$ . Les simulations représentent bien les données expérimentales. La sensibilité  $\gamma$  est proportionnelle au produit de la section efficace de Compton et de la probabilité d'émission de rayons  $\gamma$ .

## CHAPITRE 9

### Le Radon

---

Le radon ( $^{222}\text{Rn}$ ) est un gaz radioactif, sans couleur ni odeur, chimiquement inerte qui diffuse dans les matériaux. Chaque atome de radon se désintègre, en produisant 3 particules  $\alpha$ , avec une période de 3.8 jours. La Table 9-1 présente la chaîne de désintégration du radon et l'énergie des particules  $\alpha$  émises. Les expériences à bas bruit de fond

Élément	$T_{1/2}$	Produit de désintégration
$^{222}\text{Rn}$	3.82 jours	5.5MeV $\alpha$
$^{218}\text{Po}$	3.10 min	6.0MeV $\alpha$
$^{214}\text{Pb}$	26.8 min	$\beta$
$^{214}\text{Bi}$	19.9 min	$\beta$
$^{214}\text{Po}$	162 $\mu\text{s}$	7.7MeV $\alpha$
$^{210}\text{Pb}$	22 ans	

Tableau 9-1: Chaîne de désintégration du radon.

doivent utiliser des matériaux empêchant les détecteurs d'être infiltrés et contaminés par le radon. Ce chapitre présente le taux de comptage d'un détecteur contaminé par le  $^{222}\text{Rn}$ , la concentration de  $^{222}\text{Rn}$  mesurée dans le laboratoire René-J.-A.-Lévesque et plusieurs mesures d'émanation de  $^{222}\text{Rn}$  de contenants PICASSO.

### 9.1 Taux de comptage d'un SBD contaminé par le radon

En observant le taux de comptage du détecteur Ca-A01-109-011 en bruit de fond, *i.e.* sans source radioactive autre que les neutrons de l'environnement et la contamination résiduelle en émetteurs  $\alpha$  du détecteur, on s'aperçut qu'une partie du bruit de fond était due à la présence de radon dans le détecteur [55]. Le taux de comptage variait avec le temps, les variations étaient liées aux changements de bouteilles d'azote servant à la compression du détecteur et la demi-vie du radon pouvait expliquer les données (Fig.9-1). On conclut donc que les différentes bouteilles d'azote étaient contaminées

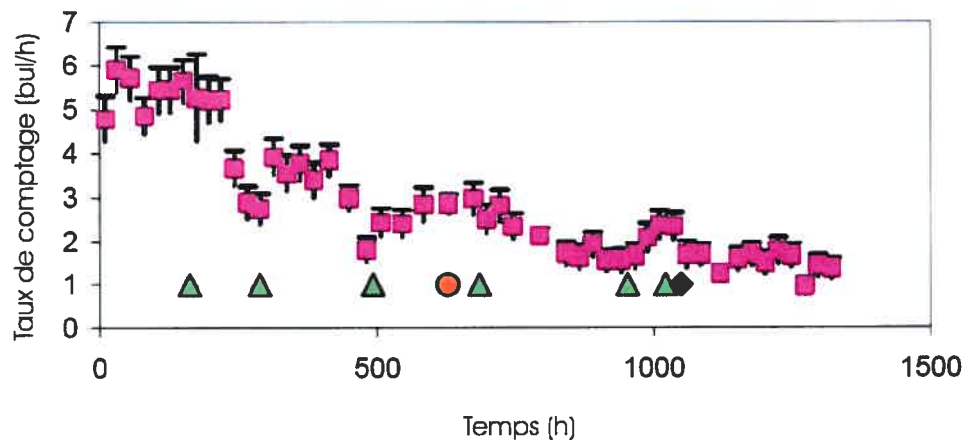


Figure 9-1: Évolution du taux de comptage dû au radon d'un détecteur SBD-100 (Ca-A01-109-011) en bruit de fond. Sont indiqués les changements de bouteilles d'azote gazeux, par les triangles verts, et la présence d'une importante source d'eau près du montage, par le cercle orange. Le losange noir réfère à l'utilisation du montage à l'azote liquide pour éliminer le radon, qui a permis d'atteindre un taux de comptage de 1,5 *bul/h.*

au radon à différents niveaux. Afin d'éliminer le radon, nous avons utilisé de l'azote liquide et réalisé une circulation d'azote gazeux pur autour du détecteur (Fig.9-2). Le taux de comptage en bruit de fond est passé de 6,0 à 1,5 *bul/h.*

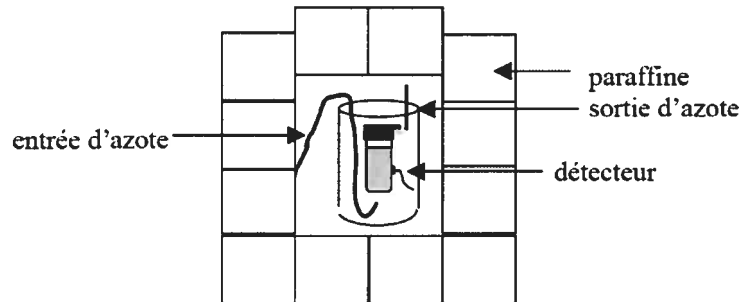


Figure 9-2: Montage avec circulation d'azote provenant d'un réservoir d'azote liquide pour éliminer le radon responsable d'un bruit de fond  $\alpha$  dans le détecteur Ca-A01-109-011.

## 9.2 Concentration de radon dans l'air

Nous avons mesuré la concentration de radon dans l'air du Laboratoire René-J.-A. Lévesque avec le détecteur de radon de l'université Queens (Fig.9-3). Le système de

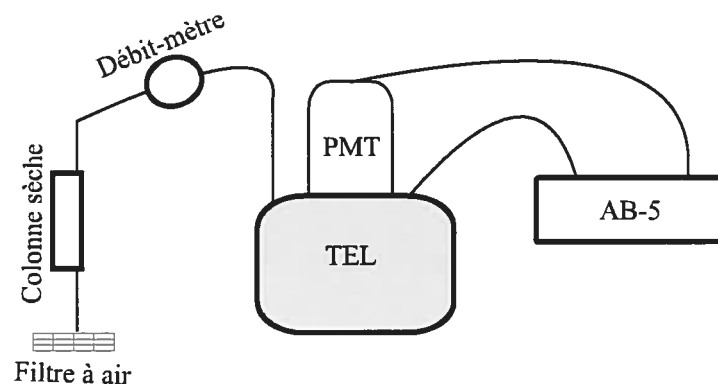


Figure 9-3: Instrumentation utilisée pour mesurer la concentration de radon dans l'air.

détection du radon comprend plusieurs éléments : un détecteur de radon à scintillation (Tel, modèle Pylon), un moniteur de rayonnement (AB-5, modèle Pylon), un tube photomultiplicateur (PMT), un débit-mètre, une colonne sèche et un filtre à air. En utilisant le bruit de fond de l'appareil et sa sensibilité au radon connus du manufacturier, la concentration de radon en  $\text{Bq/m}^3$  a été mesurée dans le laboratoire PICASSO

(au premier étage du laboratoire René-J.-A. Lévesque) ainsi que dans l'avant partie de la salle semi-propre (au deuxième étage du laboratoire René-J.-A. Lévesque). Les concentrations approximatives de radon mesurées sont de  $10 \text{ Bq/m}^3$  pour l'avant partie de la salle semi-propre et de  $20 \text{ Bq/m}^3$  pour le laboratoire PICASSO (Fig.9-4). L'air échan-

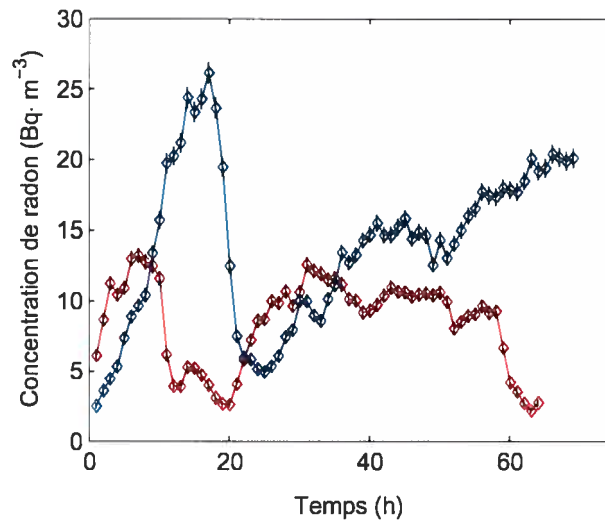


Figure 9-4: Concentration de radon mesurée dans l'avant partie de la salle propre (rouge) et dans le laboratoire PICASSO (bleu) du Laboratoire René-J.-A. Lévesque.

tillonné doit être sec, d'où l'utilisation du dessiccateur, car le radon étant hydrophile, il s'attache à l'eau au lieu d'être aspiré par le détecteur. L'air du laboratoire était très humide, donc les concentrations de radon mesurées sont minimales. Les variations de concentration de radon observées sont dues à la climatisation, celle-ci empêchant la décroissance du taux de comptage suivant la demi-vie du  $^{222}\text{Rn}$ .

### 9.3 Test d'émanation de radon des contenants PICASSO

Les détecteurs de 1 litre destinés à la recherche de la matière sombre ont des contenants en polypropylène naturel (HIMONT SV258), matériel sélectionné pour sa faible radioactivité. Le taux d'émanation de radon de ces contenants est  $15 \pm 9$  atomes de Rn/jour [61]. Différents contenants sont envisagés pour les détecteurs à grand volume.

Une série de mesures pour connaître le taux d'émanation de radon des contenants PICASSO a été réalisée à l'université Queens, Kingston [63]. Le banc test utilisé est décrit et les résultats de sept tests d'émanation sont présentés : deux mesures du bruit de fond du banc test, trois mesures du taux d'émanation du contenant en polypropylène commercial de 3 litres (Big Blue Industrial Filter Housing de Cole-Parmer), le taux d'émanation du contenant de 10 litres en acrylique fabriqué à l'Université de Montréal et le taux d'émanation du joint d'étanchéité en polyuréthane entre le contenant et son couvercle.

### 9.3.1 Instrumentation et méthode

Tout d'abord, le matériel testé doit être préalablement lavé dans un bain ultrasonique avec du savon enlevant toute trace de radioactivité (radioacwash) et de l'eau ultra propre (distillée et filtrée). Pour mesurer le taux d'émanation du radon en pompant directement sur le contenant (contrairement aux mesures où le contenant est placé à l'intérieur d'une chambre), il ne doit y avoir aucune fuite. Les contenants étaient mis sous vide et leur étanchéité vérifiée avec un détecteur de fuites à l'hélium à Montréal avant d'être transportés à Kingston. Le banc test au radon utilisé est illustré à la Figure 9-5.

En premier lieu, le contenant, ou la chambre, est mis sous vide à une pression inférieure à  $50\mu\text{m}$  de Hg et scellé pour la période d'émanation ( $\approx 2$  périodes). Ensuite, le radon est collecté dans une cellule de Lucas (un scintillateur, ZnS, de  $15\text{ cm}^3$  avec une surface en acrylique). Pour piéger le radon, deux spirales en acier inoxydable de différentes grosseurs sont utilisées. Une après l'autre, elles sont tout d'abord refroidies avec de l'azote liquide, avant le piégeage du radon, et chauffées avec un fusil chauffant pour faire passer le radon à la trappe suivante, après piégeage. Le radon est alors transféré dans la cellule de Lucas par partage de volume. La cellule se connecte et se déconnecte du banc test avec un connecteur rapide. Enfin, le radon est compté avec un photomultiplicateur (PMT) pendant quelques jours. Les pressions à la pompe, aux

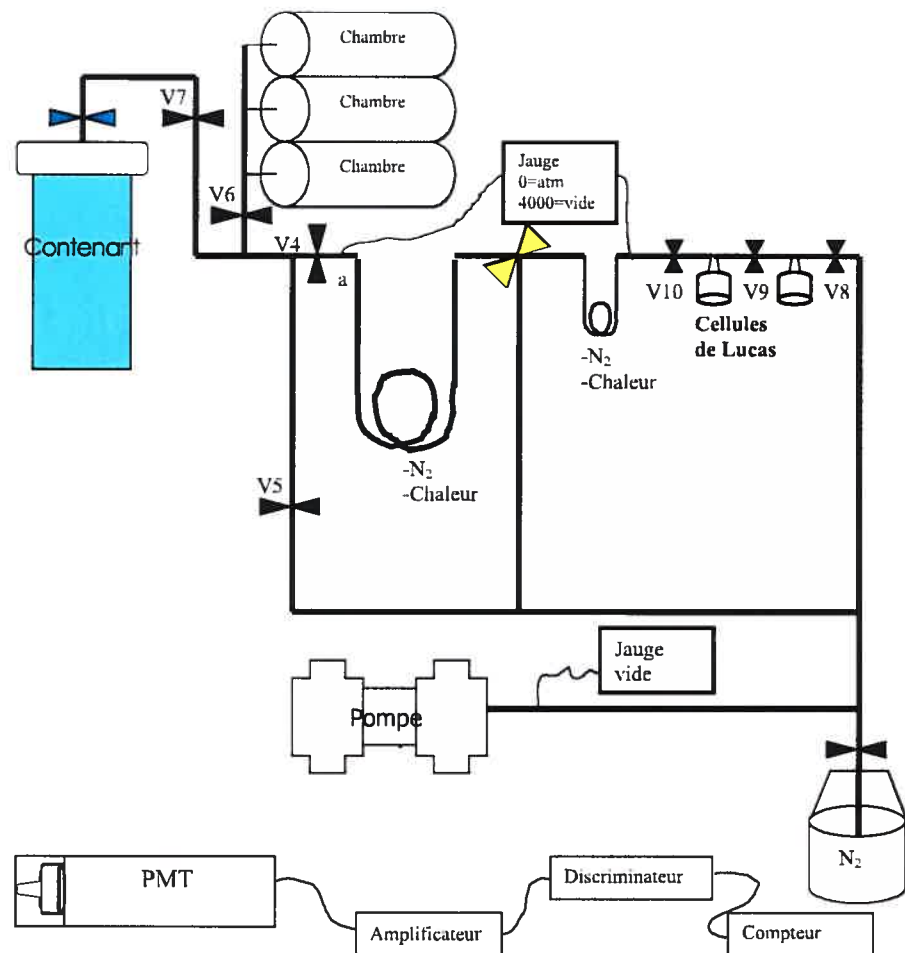


Figure 9-5: Banc test d'émanation de radon de l'université Queens, Kingston.

trappes primaire et secondaire sont enregistrées lors de l'extraction. Différentes efficacités du banc test pour la capture du radon doivent être considérées (Table 9-2). Nous

$\epsilon_{cham-trap}$	1
$\epsilon_{trap-trap}$	0.75
$\epsilon_{trap-cell}$	0.64
$\epsilon_{cell}$	0.74

**Tableau 9-2:** Efficacités du banc test pour capturer le radon : du contenant(chambre) à la trappe primaire ( $\epsilon_{cham-trap}$ ), de la trappe primaire à la trappe secondaire ( $\epsilon_{trap-trap}$ ), de la trappe secondaire à la cellule de Lucas ( $\epsilon_{trap-cell}$ ) et l'efficacité de comptage par alpha ( $\epsilon_{cell}$ ).

n'avons pas mesuré directement ces efficacités mais elles proviennent d'études sur les bancs tests au radon de l'observatoire de neutrinos à Sudbury (SNO) et de Queen's University. Les incertitudes sur les efficacités sont évaluées à 5%.

### 9.3.2 Résultats expérimentaux

Le taux d'émanation de radon ( $\Gamma_R$ ) est calculé en tenant compte des différentes efficacités du banc test (chaque atome de radon produit trois particules  $\alpha$ ), du temps de comptage de la cellule de Lucas ( $t$ ), de la constante de désintégration du radon ( $\lambda$ ) et du temps d'émanation ( $T$ ) :

$$\Gamma_R = \frac{\text{événements} \cdot \lambda}{\epsilon_{cham-trap} \epsilon_{trap-trap} \epsilon_{trap-cell} 3 \epsilon_{cell} (1 - e^{-t\lambda}) (1 - e^{-T\lambda})}. \quad (9.1)$$

#### a. Bruit de fond du banc test

Étant données les multiples connections tubulaires du banc test, il est très difficile de n'avoir aucune fuite et le radon peut y pénétrer. En plus, le radon peut émaner du banc



lui-même. Afin de minimiser le bruit de fond, i.e. le radon compté ne provenant pas de l'échantillon testé, le banc test est pompé avant les extractions et on y fait circuler de l'azote pour enlever toute trace de radon ou contamination venant de l'extérieur. Pour éviter une accumulation de radon dans la cellule de Lucas, celle-ci est également pompée sous vide avant les mesures. De plus, après une mesure, le banc est rempli d'azote pour éviter une infiltration de radon. Le nombre d'atomes de radon provenant du banc test a été mesuré avec des extractions sur le banc test de même durée que les extractions sur les contenants ou les chambres (35-45 min). Les deux mesures de bruit de fond donnent des résultats cohérents (Table 9-3). Ensuite, le bruit de fond du banc test, normalisé au temps d'extraction du contenant, est soustrait de son taux de comptage. La date, le temps de comptage de la cellule de Lucas, son nombre total d'événements ( $N$ ) et le temps d'émanation (qui est le même que le temps d'extraction pour une mesure de bruit de fond) utilisés pour calculer les taux d'émanation du banc sont mentionnés à la Table 9-3. La compilation de ces deux mesures donne  $4,5 \pm 0,8$  atomes de radon/min.

Mesure	date	t (jours)	$N$	T (min)	$\Gamma_R$ (atomes de radon/min)
Bruit de fond (1)	05/05/04	5,1	110	$35 \pm 5$	$4,9 \pm 0,9$
Bruit de fond (2)	11/06/04	6,83	97	$45 \pm 5$	$2,8 \pm 1,9$

Tableau 9-3: Caractéristiques des mesures de bruit de fond du banc test au radon : date, temps de comptage de la cellule de Lucas ( $t$ ), nombre d'événements ( $N$ ), temps d'émanation ( $T$ ) et taux d'émanation de radon ( $\Gamma_R$ ).

Cela donne 158 et 203 atomes de radon à soustraire du nombre total d'atomes de radon comptés pour les extractions de 35 et 45 minutes, respectivement. Le bruit de fond du banc test de l'université Queens est approximativement deux fois plus élevé que le bruit de fond du banc test de SNO [64]. La cellule de Lucas a également un bruit de fond interne (ici inclus dans le bruit de fond du banc test) de 0 à 6 coups/jour.

## b. Mesures d'émanation de radon des contenants

Les 5 mesures d'émanation de radon sont présentées à la Table 9-4. Nous avons effectué trois mesures du taux d'émanation du contenant de 3 litres (2 mesures avec un joint d'étanchéité en viton, une à l'extérieur et l'autre à l'intérieur d'une chambre, et une mesure avec un joint d'étanchéité en polyuréthane à l'intérieur d'une chambre), une mesure en extrayant directement sur le contenant de 10 litres avec un joint d'étanchéité en téflon ainsi qu'une mesure du taux d'émanation du joint d'étanchéité en polyuréthane.

Mesure	Contenant litres	joint d'étanchéité	Chambre
1	3	viton	Non
2	3	viton	Oui
3	3	polyuréthane	Oui
4	10	téflon	Non
5	-	polyuréthane	Oui

Tableau 9-4: Mesures d'émanation de radon de différents contenants et de joints d'étanchéité.

Les taux d'émanation sont présentés à la Table 9-5. La première mesure a été faite avec un joint d'étanchéité non lavé, car ces joints se déforment après lavage à haute température et ne peuvent plus tenir le vide. Le haut taux de comptage peut être dû au contenant, au joint d'étanchéité en viton, au radon qui s'infiltre par les parois du contenant ou à une fuite. Cependant, le taux d'émanation du radon s'amplifiant à la deuxième mesure, lorsque le contenant est placé dans une chambre, on conclut que le radon émis provient du contenant et du joint d'étanchéité en viton. Le taux d'émanation du contenant bleu en poly-propylène de 3 litres avec le joint d'étanchéité en polyuréthane est significativement plus bas qu'avec le joint d'étanchéité en viton mais a un taux d'émanation beaucoup trop haut pour contenir les détecteurs à bas

bruit de fond de l'expérience PICASSO. La troisième mesure a dû être faite dans une chambre car le joint d'étanchéité en polyuréthane ne soutenait pas le vide. Le contenant de 10 litres avec un joint d'étanchéité en téflon a aisément passé le test d'étanchéité à l'hélium. Très peu d'atomes de radon émanent de ce contenant par jour, de l'ordre du bruit de fond du banc test. Le contenant de 10 litres contiendra les détecteurs à grand volume de l'expérience PICASSO. Moins d'atomes de radon émanent du contenant en acrylique par rapport au contenant en polypropylène de SNO car bien qu'à peu près le même nombre d'atomes de radon par jour émane de ces deux contenants, le contenant en acrylique a une plus grande surface. La cinquième mesure montre que le radon émis par le joint d'étanchéité en polyuréthane n'est pas négligeable.

Mesure	Date	t (jours)	N	T (jours)	$t_{ext}$ (min)	$\Gamma_R$ (atomes/jour)
1	11/05/04	6.0	6212	$6.15 \pm 0.02$	$35 \pm 5$	$2101 \pm 215$
2	18/05/04	4.1	5663	$1.6 \pm 0.02$	$45 \pm 5$	$29026 \pm 2994$
3	25/05/04	3.1	4866	$2.8 \pm 0.02$	$45 \pm 5$	$9458 \pm 967$
4	29/05/04	5.9	179	$7.6 \pm 0.02$	$45 \pm 5$	$18 \pm 9$
5	19/06/04	4.7	3231	$6.8 \pm 0.02$	$45 \pm 5$	$1059 \pm 111$

Tableau 9-5: Mesures du taux d'émanation de radon de contenants PICASSO : date, temps de comptage de la cellule de Lucas ( $t$ ), nombre d'événements ( $N$ ), temps d'émanation ( $T$ ), temps d'extraction ( $t_{ext}$ ) et taux d'émanation de radon ( $\Gamma_R$ ).

Les contenants de 3 litres ont subi des tests additionnels liés au radon. Le groupe de Prague a mesuré la pénétrabilité du radon de ce contenant [65, 66]. Le contenant de 3 litres était inséré dans un autre contenant dans lequel une source de radon (pechblende) était placée. Dans chacun des contenants était installé un détecteur au silicium. Le comptage du radon s'est fait par collection électrostatique du  $^{218}Po$  et du  $^{214}Po$ . La pénétrabilité est le rapport saturé du nombre d'atomes de radon à l'intérieur et à l'extérieur du contenant. Les mesures ont duré 1800 heures. Les résultats montrent que le contenant de 3 litres n'est pas parfaitement imperméable au radon et que le facteur de suppression ( $\approx 6 \times 10^4$ ) diminue avec le temps d'exposition.

## CHAPITRE 10

### Sensibilité des SBD aux neutralino ( $\chi^0$ )

---

Comme nous l'avons vu au Chapitre 1, plusieurs observations indiquent qu'une quantité importante de la matière de l'Univers est de nature exotique, i.e. non lumineuse et non baryonique [27]. Un candidat prometteur à la matière sombre est le neutralino, une particule électriquement neutre interagissant faiblement avec la matière (WIMP). L'existence du  $\chi^0$  est prédite par les théories de la supersymétrie. Celui-ci aurait une masse de  $10 \text{ GeV}c^{-2}$  à  $1 \text{ TeV}c^{-2}$  et les  $\chi^0$  seraient distribués en halo autour de notre galaxie avec une distribution Maxwellienne de vitesse ayant la forme

$$f(v) = v^2 \cdot e^{-(v+v_T)^2/v_0^2}, \quad (10.1)$$

où  $v_0 = 230 \text{ km/s}$  est la dispersion de la vitesse du halo de matière sombre et  $v_T = 244 \text{ km/s}$  est la vitesse relative de la Terre par rapport à la matière sombre. La distribution de vitesse des  $\chi^0$  est tronquée à la vitesse d'échappement de la Voie Lactée ( $v_{ech} = 600 \text{ km/s}$ ) et la densité locale du  $\chi^0$  dans le système solaire serait  $0,3 \text{ GeV}cm^{-3}$ . La majorité de ces paramètres dépendent des modèles et leur valeur n'est pas connue avec précision. Toutefois, l'utilisation de ces valeurs permet une comparaison entre les sensibilités au  $\chi^0$  obtenues par différentes expériences.

La section efficace de la collision élastique entre un  $\chi^0$  et un noyau dans le détecteur, engendrée par la force électrofaible, à la forme

$$\sigma_A = 4G_F^2 \left( \frac{M_\chi M_A}{M_\chi + M_A} \right) C_A, \quad (10.2)$$

où  $G_F$  est la constante de Fermi,  $M_\chi$  et  $M_A$  sont les masses du  $\chi^0$  et du noyau, respectivement [20].  $C_A$  est un facteur qui dépend du type d'interaction du  $\chi^0$ , indépendante

du spin ( $SI$ ) ou dépendante du spin ( $SD$ ). L'interaction  $SI$  décrit un couplage scalaire entre un  $\chi^0$  et un noyau avec  $C_A$  donné par

$$C_A^{SI} = \frac{1}{4\pi} [Zf_p + (A - Z)f_n]^2, \quad (10.3)$$

où  $f_{p,n}$  sont les couplages du neutralino au proton et au neutron, respectivement. Si le couplage du  $\chi^0$  et du proton est identique au couplage du  $\chi^0$  et du neutron, la section efficace est proportionnelle à  $A^2$ . Malheureusement, la sensibilité des détecteurs SBD à l'interaction indépendante du spin du  $^{19}F$  et du  $^{12}C$  avec le  $\chi^0$  est faible ( $\sigma^{SI}$  domine pour  $A > 50$ ). De son côté, l'interaction  $SD$  requiert des courants axiaux pour coupler le spin du  $\chi^0$  au spin total du noyau. Le spin du noyau étant porté par les protons et les neutrons, le facteur  $C_A$  est

$$C_A^{SD} = \frac{8}{\pi} [a_p < S_p > + a_n < S_n >]^2 \frac{J+1}{J}, \quad (10.4)$$

où  $< S_{p,n} >$  sont les valeurs attendues du spin du proton (neutron) dans le noyau cible,  $a_{p,n}$  sont les couplages effectifs entre le proton (neutron) et le  $\chi^0$  et  $J$  est le spin total du noyau. Les détecteurs PICASSO sont spécialement sensibles à l'interaction  $SD$  du  $\chi^0$  de par leur contenu en  $^{19}F$ . Le  $^{19}F$  est un isotope de spin  $1/2$  dont la section efficace d'interaction avec le  $\chi^0$  ( $\sigma^{SD}$ ) est favorable [19]. Afin de maximiser le transfert d'énergie élastique entre un  $\chi^0$  et un noyau cible, l'expérience PICASSO pourrait utiliser des détecteurs dont les gouttelettes sont constituées d'atomes plus lourds (e.g.  $CBr_4$ ). Par contre, la section efficace d'interaction dépendante du spin avec le  $\chi^0$  serait significativement plus faible.

Afin de pouvoir comparer la sensibilité d'expériences utilisant différents noyaux cibles, on suit la procédure décrite dans [67] et on exprime la section efficace d'interaction d'un WIMP avec un noyau cible, en section efficace d'interaction WIMP-proton ( $\sigma_p$ ) et WIMP-neutron ( $\sigma_n$ ), i.e.  $a_n = 0$  et  $a_p = 0$ , respectivement. On trouve

$$\sigma_{p,n} = \sigma_A \frac{\mu_{p,n}^2}{\mu_A^2} \frac{C_{p,n}}{C_{p,n(A)}}, \quad (10.5)$$

où  $\mu_{p,n}$  sont les masses réduites des WIMP-nucléons et  $C_{p,n(A)}$  sont les facteurs de majoration du proton et du neutron pour le noyau  $A$ . Ces derniers sont reliés aux couplages  $a_p$  et  $a_n$  par  $C_{p,n(A)} = \frac{8}{\pi} a_{p,n}^2 < S_{p,n} >^2 \frac{J+1}{J}$ .  $C_p$  et  $C_n$  sont les facteurs de

majoration pour la diffusion d'un  $\chi^0$  sur un proton et un neutron, respectivement. Pour le  $^{19}\text{F}$ , on a  $\frac{C_{p(F)}}{C_p} = 0,778$  et  $\frac{C_{n(F)}}{C_n} = 0,0475$  [68]. Pour fins de comparaison, les rapports des facteurs de majoration pour le noyau sensible à l'interaction SD du  $\chi^0$  utilisé par DAMA ( $^{23}\text{Na}$ ) sont  $\frac{C_{p(Na)}}{C_p} = 0,137$  et  $\frac{C_{n(Na)}}{C_n} = 8,89 \times 10^{-4}$  [68].

Les détecteurs PICASSO permettent de mesurer l'énergie des reculs nucléaires induits par l'interaction des  $\chi^0$ . Considérant les masses et les vitesses prédites pour les  $\chi^0$ , l'énergie de recul des noyaux des SBD interagissant avec des  $\chi^0$  est inférieure à quelques centaines de keV. Le spectre de recul du  $^{19}\text{F}$  subissant une collision avec un  $\chi^0$  est calculé avec le formalisme décrit dans [69]. Le taux de comptage observable, en  $\text{bul} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$ , en fonction de la masse du  $\chi^0$ , de la section efficace d'interaction et de la température de fonctionnement, est donné par

$$R_{obs}(M_\chi, \sigma_{SD}, T) = \int_0^\infty P(E_R, E_{Rmin}(T)) \frac{dR(v_T, v_{ech} = \infty)}{dE_R} dE_R, \quad (10.6)$$

où  $P(E_R, E_{Rmin}(T))$  est la probabilité qu'un recul nucléaire induise la vaporisation d'une gouttelette (Éq.2.4), qui dépend de l'énergie de recul et de la température de fonctionnement.  $\frac{dR}{dE}$  est le spectre d'énergie de recul du  $^{19}\text{F}$  subissant une collision avec un  $\chi^0$  assumant  $v_T = 244 \text{ km/s}$  et  $v_{ech} = \infty$  (tronquer le taux de comptage avec  $v_{ech} = 600 \text{ km/s}$  est négligeable). Le spectre de recul est bien approximé par une fonction exponentielle [69]

$$\frac{dR}{dE_R} \approx c_1 \frac{R_0}{\langle E_R \rangle} F^2(E_R) e^{-c_2 \frac{E_R}{\langle E_R \rangle}}, \quad (10.7)$$

où  $\langle E_R \rangle = \frac{2M_A M_\chi^2}{(M_A + M_\chi)^2} \langle v_\chi \rangle$  est l'énergie moyenne de recul,  $F(E_R)$  est le facteur de forme nucléaire ( $\approx 1$  pour les noyaux légers comme le fluor et les petits transferts de quantité de mouvement) et  $R_0$  est le taux de comptage total en  $\text{Événements} \cdot \text{kg}^{-1} \cdot \text{jour}^{-1}$ . Les constantes  $c_{1,2}$  réfèrent à la vitesse de la Terre relative au halo de matière sombre ( $c_{1,2} = 1$  pour  $v_T = 0$ ,  $c_1 = 0,75$  et  $c_2 = 0,56$  pour  $v_T = 244 \text{ km/s}$ ). En présumant aucun transfert de quantité de mouvement (i.e.  $\sigma$  est constant) et  $v_T = 0$ ,  $R_0$  est donné par

$$R_0 \left( \frac{\text{Événements}}{\text{kg} \cdot \text{jour}} \right) = \frac{403}{A_T \cdot M_\chi} \left( \frac{\sigma^{SD}}{\text{pb}} \right) \left( \frac{\rho_\chi}{0,3 \text{ GeV cm}^{-3}} \right) \left( \frac{\langle v_\chi \rangle}{230 \text{ km/s}} \right) \quad (10.8)$$

où  $A_T$  est la masse atomique du noyau cible,  $\rho_\chi$  est la densité du  $\chi^0$ ,  $\sigma^{SD}$  est la section

efficace de l'interaction dépendante du spin  $\chi^0$ -noyau et  $\langle v_\chi \rangle$  est la vitesse relative moyenne du  $\chi^0$ .

Le spectre de recul du  $^{19}\text{F}$  (Éq.5.9), suite à son interaction avec un  $\chi^0$ , et les seuils de détection des reculs de fluor mesurés en fonction de la température (Fig.5-5) permettent de déterminer l'efficacité de détection des  $\chi^0$  en fonction de leur masse et de la température de fonctionnement des détecteurs :

$$\epsilon(M_\chi, T) = \frac{\int_0^\infty P(E_R, E_{Rmin}) \frac{dR}{dE_R} dE_R}{\int_0^\infty \frac{dR}{dE_R} dE_R} = \frac{c_2}{c_1} \frac{1}{R_0} \int_0^\infty P(E_R, E_{Rmin}) \frac{dR}{dE_R} dE_R. \quad (10.9)$$

L'efficacité de détection des  $\chi^0$  obtenue en fonction de la température pour les détecteurs SBD-1000 opérés à une pression de 1,2 atm (pression dans la mine à Sudbury) est montrée à la Figure 10-1 pour quelques masses de  $\chi^0$ , de 10 à 500  $\text{GeV}c^{-2}$ . Le taux

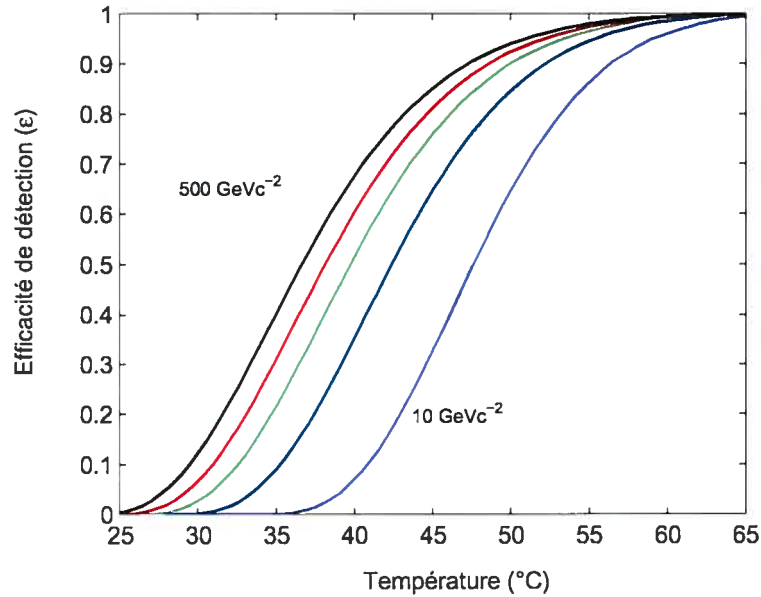


Figure 10-1: Efficacités de détection du  $\chi^0$  obtenue en fonction de la température pour les détecteurs SBD-1000 opérés à une pression de 1,2 atm. L'efficacité de détection est calculée pour différentes masses de  $\chi^0$  (de gauche à droite : 500, 100, 50, 25 et 10  $\text{GeV}c^{-2}$ ).

de comptage observé en fonction de la température, de la masse du  $\chi^0$  et de la section

efficace, est donné par ( $c_1 = 0,75$  et  $c_2 = 0,561$ )

$$R_{obs}(M_\chi, \sigma_{SD}, T) = \frac{c_1}{c_2} R_0 \cdot \epsilon(M_\chi, T) = 1,34 \cdot R_0 \cdot \epsilon(M_\chi, T), \quad (10.10)$$

où le facteur numérique 1,34 provient de  $v_T$  et où les propriétés spécifiques du détecteur entrent dans  $\epsilon(M_\chi, T)$ . Le taux de comptage attendu pour les SBD-1000 à la pression de la mine est montré sur la Figure 10-2 en fonction de la température, considérant une section efficace d'interaction entre un  $\chi^0$  et un noyau de fluor de 100 pb et une masse du  $\chi^0$  de 10, 25, 50, 100 et 500  $\text{GeV}c^{-2}$ , respectivement.

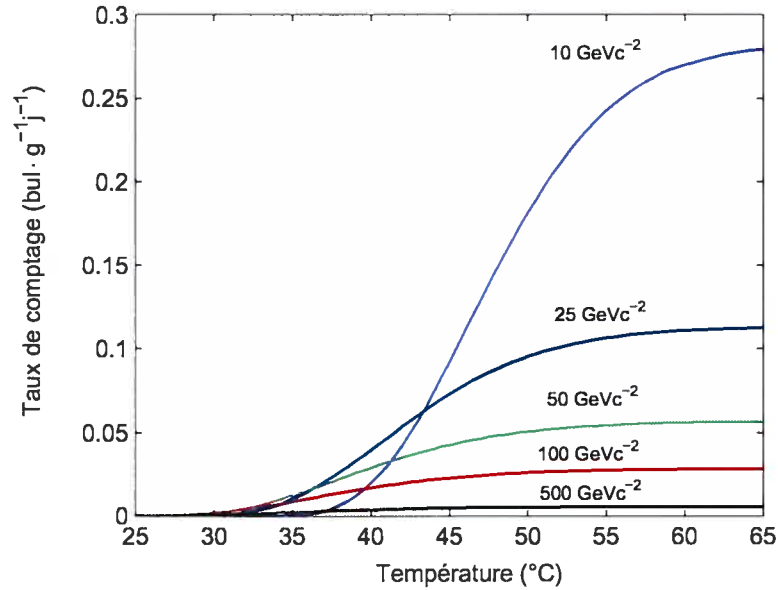


Figure 10-2: Taux de comptage attendus des détecteurs SBD-1000 exposés à la matière sombre et opérés à une pression de 1,2 atm. On considère une section efficace d'interaction dépendante du spin entre le  $\chi^0$  et le fluor de 100 pb et une masse de  $\chi^0$  de 10, 25, 50, 100 et 500  $\text{GeV}c^{-2}$ , respectivement.

Une première série de détecteurs SBD-1000 à faible bruit de fond ont été installés à l'observatoire de neutrinos à Sudbury pour détecter l'interaction dépendante du spin d'un WIMP et d'un noyau de  $^{19}\text{F}$  [70]. Les résultats obtenus avec trois détecteurs à gouttelettes surchauffées, dont la masse active totale de  $^{19}\text{F}$  est  $19,4 \pm 1,0 \text{ g}$  et l'exposition est  $1,98 \pm 0,19 \text{ kg} \cdot \text{jour}$ , ont été analysés et reportés dans [70]. La Figure



10-3 présente le bruit de fond d'un détecteur purifié installé à SNO dans le but de détecter la matière sombre. La réponse  $\alpha$  obtenue au Chapitre 7 ajuste les données.

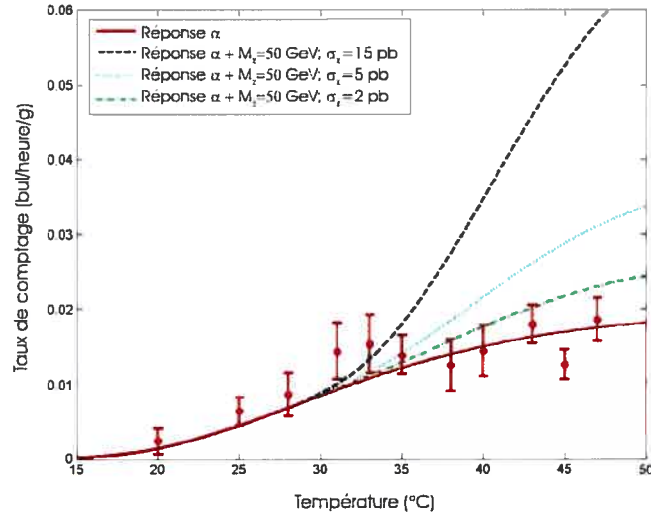


Figure 10-3: Taux de comptage, en fonction de la température, d'un détecteur destiné à la recherche de la matière sombre. La courbe d'ajustement aux données est la réponse  $\alpha$ . La somme de la réponse  $\alpha$  et la réponse  $\chi^0$  est montrée pour différentes sections efficaces :  $\sigma_\chi = 15$  pb,  $\sigma_\chi = 5$  pb et  $\sigma_\chi = 2$  pb ( $M_\chi = 50$  GeV).

L'effet de la contribution des  $\chi^0$  au taux de comptage est montré pour  $M_\chi = 50$  GeV et pour différentes sections efficaces d'interaction SD entre un  $\chi^0$  et un proton ( $\sigma_\chi$ ).

L'ajustement aux données des détecteurs combinés du bruit de fond  $\alpha$  et de la réponse  $\chi^0$  des détecteurs nous permet d'exclure toute signature d'un WIMP, à 90% de niveau de confiance, pour des sections efficaces d'interaction supérieures à 1,31 pb avec les protons et supérieure à 21,5 pb avec les neutrons, considérant une masse du  $\chi^0$  de  $29 \text{ GeV} c^{-2}$ .

Présentement, la sensibilité des détecteurs PICASSO est limitée par la contamination  $\alpha$  et la faible masse active des détecteurs. La prochaine phase de l'expérience est en préparation avec 2 kg de masse active (à partir de modules de 4,5 litres). Cette expérience utilisera la compression hydraulique et sera capable de localiser les événements

en utilisant neuf piézo-électriques par détecteur. De plus, les techniques de purification des détecteurs seront améliorées et le diamètre des gouttelettes sera augmenté.

## Conclusion

---

Cette étude présente les résultats des mesures de la réponse des détecteurs à gouttelettes surchauffées PICASSO à différentes formes de rayonnement. L'ensemble des résultats est cohérent et démontre que l'interaction des gouttelettes des détecteurs avec le rayonnement peut être décrite en terme d'énergie déposée, allant de quelques keV (énergie déposée par les rayons  $\gamma$ ) jusqu'à quelques MeV (énergie déposée par les reculs nucléaires). Les énergies de recul des noyaux, suite à leur interaction avec la matière sombre, peuvent être reproduites avec des neutrons d'énergie de 10 keV à quelques MeV. Plusieurs études utilisant des faisceaux monoénergétiques et des sources de neutrons ont été faites. L'intérêt particulier pour ces détecteurs est leur capacité à détecter la matière sombre par la dépendance de l'énergie de seuil des reculs de  $^{19}\text{F}$  en fonction de la température. La section efficace d'interaction dépendante du spin des noyaux de  $^{19}\text{F}$  avec les  $\chi^0$  est avantageuse. L'efficacité de détection des  $\chi^0$  est déterminée par la combinaison des mesures d'énergie de seuil des reculs du  $^{19}\text{F}$  et du spectre de recul produit par l'interaction du  $\chi^0$ . Finalement, le taux de comptage prédit est obtenu en fonction de la température, pour une section efficace d'interaction et une masse du  $\chi^0$  données.

Malgré la purification de tous les ingrédients lors de la fabrication des détecteurs, le sel et les autres composantes présents dans le gel contiennent des contaminants émetteurs de particules  $\alpha$ . Le bruit de fond  $\alpha$  est dominant aux températures de fonctionnement des détecteurs destinés à la recherche de matière sombre. Les autres bruits de fond, comme les rayons  $\gamma$  et les muons cosmiques, contribuent au signal à plus haute température. Bien que les gouttelettes des détecteurs doivent être sensibles aux particules  $\alpha$  pour être sensibles aux reculs nucléaires induits par les  $\chi^0$ , la forme de la réponse est différente pour ces deux types de particules. Conséquemment, une connaissance précise de la réponse  $\alpha$  permet de séparer les signaux  $\chi^0$  des signaux  $\alpha$ . Au cours

de la présente étude, la réponse  $\alpha$  a été mesurée en ajoutant des sources émettrices de particules  $\alpha$  dans quelques détecteurs. Une description cohérente de la réponse  $\alpha$  a été obtenue avec ces différents détecteurs. De plus, des simulations reproduisent la réponse  $\alpha$  obtenue expérimentalement avec les mêmes paramètres que pour les mesures avec les neutrons, en utilisant les paramètres des modèles de l'énergie de seuil des reculs nucléaires et de déposition d'énergie, théorie de Seitz.

Finalement, la réponse des SBD aux rayons  $\gamma$  a été étudiée en exposant des détecteurs à des sources  $\gamma$ . À haute température, les détecteurs présentent une grande sensibilité aux électrons Compton et aux muons, qui est attribuée aux rayons  $\delta$  émis le long de la trajectoire de la particule primaire. La réponse  $\gamma$  des détecteurs SBD a également été simulée, en utilisant encore une fois les mêmes paramètres employés pour reproduire les mesures avec les neutrons. Les mêmes conditions de déposition d'énergie et de longueur critique s'appliquent donc pour les neutrons, les particules  $\alpha$  et les rayons  $\gamma$ . Considérés dans l'ensemble, les résultats présentés dans ce mémoire ont conduit à une caractérisation complète de la réponse aux formes de rayonnement des détecteurs, déjà en fonctionnement à SNO pour la recherche de matière sombre.

## BIBLIOGRAPHIE

---

- [1] R.Bernabei et al., **Further results on the WIMP annual modulation signature by DAMA/NaI**, Nucl.Phys.B(Proc.suppl.) 138 (2005), 48.
- [2] V.Zacek, **Search for Dark Matter with moderately Superheated liquids**, Nuovo Cimento 107A (1994), 291-298.
- [3] L.-A. Hamel et al., **A Superheated Droplet Detector for Dark Matter Search**, Nucl. Instr. Meth. A 388 (1997) 91-99.
- [4] N.Boukhira et al., **Suitability of superheated droplet detectors for dark matter search**, Astroparticle Physics, Vol.14 (2000),227.
- [5] J.I.Collar et al., **First Dark Matter Limits from a Large-Mass, Low-Background Superheated Droplet Dector**, Phys. Rev. Lett. 85 (2000), 3083.  
T.Girard et al, hep-ex/0505053.
- [6] C.R.Bell, N.P.Oberle, W.Rohsenow, N.Todreas et C.Tso, **Radiation - Induced boiling in Superheated water and organic liquids**, Nucl. Sci. Eng., 53 (1974), 458.
- [7] H.Ing, R.A. Noulty and T.D. McLean, **Radiation Measurement**, Vol.27, No.1 (1997), 1.
- [8] BTI, **Bubble Technologie Industries**, Charlk River, Ontario Canada K0J 1J0.
- [9] L.Lessard, Louis-André Hamel, Viktor Zacek, **Neutron response functions for superheated droplet detectors**, IEEE Trans.Nucl.Sci., 46, no.6 (1999), 1907.
- [10] Q.R.Ahmad et al., **Direct evidence for  $\nu$  flavor transformation for neutral current interaction in SNO**, Phys.Rev.Lett.89 (2002) 011301.

- [11] Kormendy, J. and Knapp, G.R. (Eds.), **Dark Matter in the Universe**, Proceedings of the 117th symposium of the international Astronomical Union held in Princeton, New Jersey, USA, June 24-28, 1985.
- [12] C.Alcock et al., **The MACHO project : 45 Candidate Microlensing Events from the First-Year Galactic Bulge Data**, ApJ, 479, 119 (1997)
- [13] C.L.Bennett et al., **The Microwave Anisotropy Probe (MAP) Mission**, arXiv:astro-ph/0301158 v1, 10 Jan 2003.
- [14] S.Padin et al., **First intrinsic anisotropy observations with the Cosmic Background Imager**, American Astronomical Society, 549, L1-L5, 2001.
- [15] J.H.Goldstein et al., **Estimates of Cosmological Parameters Using the CMB Angular Power Spectrum of ACBAR**, arXivastro-ph/0212517.
- [16] N.Fornengo, **Cold Dark Matter and Neutralinos**, Proceedings of TAUP 2001, Nucl.Phys.(Proc.Suppl.) B110 (2002).
- [17] <http://map.gsfc.nasa.gov/m-mm/mr-content.html>.
- [18] Varun Sahni, **The cosmological constant problem and quintessence**, Class. Quantum Grav. 19 3435-3448, 12 June 2002.
- [19] J.Ellis, R.Flores, **Elastic Supersymmetric relic-nucleus scattering revised**, Phys. Lett. B 263 (1991), 259.
- [20] G.Jungman, M.Kamionkowski, K.Griest, **Supersymmetric dark matter**, Phys. Rep 267 (1996), 195.
- [21] N.Fornengo, **ColdDark Matter and Neutralinos**, arXiv:hep-ph/020692 v1, 10 Jun 2002.
- [22] M.Drees, G.Jungman, M.Kamionkowski, M.Nojiri, **Neutralino Annihilation to Gluons**, arXiv:hep-ph/9306325 v1, 28 Jun 93.
- [23] P.L.Nolan et al., **Performance of the EGRET Astronomical Gamma Ray Telescope**, IEEE Transactions Nucl. Sci, 39, 993-996, 1992.

- [24] W.de Boer, M.Herold, C.Sander, V.Zhukov, A.V. Gladyshev, D.I.Kazakov, **Excess of Egret Galactic Gamma Ray Data interpreted as Dark Matter Annihilation**, astro-ph/0408272 v2 19 Aug 2004.
- [25] J.Flix, J.E.Taylor, M.Martinez, F.Prada, J.Silk and J.Cortina, **Do the Unidentified Egret Sources Trace Annihilatink Dark Matter in the local Group?**, atro-ph/0412419 v1, 16 Dec 2004.
- [26] E.Kolb, M.S. Turner, **The Early Universe**, Frontiers in Physics, Addison Wesley, 1990.
- [27] C.L. Bennett et al., **First-Year Wilkinson Microwave Anisotropy Probe (WMAP) Observations : Preliminary Maps and Basic Results**, Astrophysical Journal Supplement Series 148 (2003), 1-27.
- [28] A.W. Strong and I. V. Moskalenko, *ASTrophys. J.* 509 (1998) 212 [arXiv:astro-ph/9807150]; I.V. Moskalenko, A.W.Strong and O.Reimer, *Astron. ASTrophys.* 338 (1998) L75 [arXiv:astro-ph/9808084]; A.W. Strong, I. V. Moskalenko and Reimer, *Astrophys. J.* 537 (2000) 763 [arXiv:astro-ph/9808084]. Détails à [www.mpe.mpg.de/~aws/propagate.html](http://www.mpe.mpg.de/~aws/propagate.html).
- [29] P.Gondolo et al., **DarkSUSY : computing supersymmetric dark matter properties numerically**, *J. Cosmol. Astropart. Phys.* JCAP07 (2004)008.
- [30] D.S.Akerib et al., **First Results from the Cryogenic Dark Matter Search in the Soudan Underground Laboratory**, *Phys. Rev. Lett.* 93, 211301 (2004), astro-ph/0405033.
- [31] M.Barnabé-Heider et al., **Status of the PICASSO project**, *Nucl. Phys. B (Proc.Suppl.)*, 138 (2005) 160-162.
- [32] Marie Di Marco, **Réduction du bruit de fond en vue de la détection de la matière sombre avec le projet PICASSO**, Thèse de doctorat, Département de physique, Faculté des arts et des sciences, Université de Montréal, Avril 2004.
- [33] R.E.Apfel, **The Superheated Drop Detector**, *Nucl. Instrum. Methods* 162, 603 (1979).

- [34] D.A.Glaser, **Some effects of ionizing radiation on the formation of bubbles in liquids**, Phys. Rev. 87 (1952) 665.
- [35] Frederik Seitz, **The Physics of Fluids**, Vol.1, No.1, (1958),2.
- [36] Ch.Peyrou, in **Bubble and Spark Chambers**, edited by R.P. Shutt (Academic Press, New York 1967).
- [37] R.E.Apfel, S.C.Roy and Y.C.Lo, **Prediction of the minimum neutron energy to nucleate vapor bubbles in superheated liquids**, Phys. Rev. A 31(5), 3194-3198 (1985).
- [38] M.Barnabé-Heider et al., **Simulation of the response of superheated droplet detectors used in the PICASSO experiment**, à être publié dans Radiat. Prot. Dosim. en 2005.
- [39] Francesco D'Errico, **Radiation Dosimetry and Spectrometry with Superheated Emulsions**, Nucl.Instr.Meth. B 184(1-2), 229-254 (2001).
- [40] N.Boukhira, **Étalonnage aux neutrons d'un détecteur à gouttelettes surchauffées pour la recherche de la matière sombre**, M.Sc.Thesis, Université de Montréal, Janvier 2002.
- [41] R.E. Apfel, **The Superheated Drop Detector**, Nucl. Instr. Meth. 162, 603 (1979).
- [42] M.J.Harper et J.C.Rich, Nucl. Instr. Meth. A336 (1993), 220-225.
- [43] J.G.Eberhart, W.Kremsner and M.Blander, **Metastability limits of Superheated liquids**, Journal of Colloid and Interface Science, Vol.50, No.2 (1975), 369.
- [44] <http://bubbletech.ca/docs/BTI-ctrterror-producsts-jan2004.pdf>
- [45] Razvan Gornea, **Droplet measurement studio - 1.00**, programme Lab View pour les mesures de la distribution des gouttelettes.



- [46] M.Barnabé, M.H.Genest, R.Guénette, **Mesure de la distribution des gouttelettes dans Cb-P01-205-204**, Picasso Scientific and Technical Report, PSTR-03-005, 6 août 2003.
- [47] Yu.Martinyuk and S.Smirnowa, *Sov. Phys. Acoustics*, 37, 376 (1991)
- [48] R.Gornea, **Système d'acquisition des données et de contrôle du détecteur à gouttelettes surchauffées dans le cadre du projet PICASSO**, Thèse de M.Sc., Université de Montréal, Avril 2002.
- [49] ICRU (A.Allisy et al.), **Stopping Powers and Ranges for Protons and Alpha Particles**, ICRU Report 49, 1993.
- [50] J.F. Ziegler et J.P. Biersack, **TRIM (Transport of Ions in Matter)**, version TRIM-96 dans SRIM-2000 (The Stopping and Range of Ions in Matter), version 2000.39 coding by D.J. Mawrick et al., copyright 1998, 1999 par IBM Co.
- [51] <http://geant4.web.cern.ch/geant4/>
- [52] ENDF/B-VI, Cross Section Evaluation Workinf Group, ENDF/B-VI Summary Document, Report BNL-NCS-17541 (ENDF-201)(1991), edited by P.F. Rose, National Nuclear Data Center, Brookhaven National Laboratory, Upton, NY, USA.
- [53] M.Barnabé-Heider et al., **Review of large mass superheated droplet detectors characterization**, Proceedings of the 7th International Conference on Advanced Technology and Particle Physics, October 15-19 2001, Villa Olmo, Como, Italy, Editor M.Barone, E.Borchi, J.Huston, C.Leroy, P.G. Rancoita, P.L. Riboni, R.Ruchti, World Scientific, Singapore (2002), 85.
- [54] <http://atom.kaeri.re.kr>
- [55] Patrick Doane, Marik Barnabé Heider, Hélène Paquette, **Rapport de Stage PICASSO**, Université de Montréal, Été 2001.
- [56] François Aubin, Vincent Poitras, **PROJET PICASSO, Rapport de stage**, Université de Montréal, Été 2003.

- [57] M.-H.Genest, **Détermination de la masse active de Mb-P01-210-031 par la méthode Monte Carlo - Simulation complète**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-04-009, 10 juin 2004.
- [58] <http://st-support-cooling-electronics.web.cern.ch/st-support-cooling-electronics/Gas%20Systems>.
- [59] Marik Barnabé Heider, **Loading determination for 1L detector at SNO - Corrected**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-03-008, June 2004.
- [60] L.K.Pan, C.K.C. Wang, **Superheated-liquid-droplet technique for measuring alpha decays in uranium solution** NIM A 420 (1999) 345-355.
- [61] M.Di Marco, T.Noble, **Efficacité de détection des particules  $\alpha$** , PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-02-022, Novembre 2003.
- [62] Marik Barnabé Heider, **Alpha response for SBD-1000**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-03-007, Janvier 2004.
- [63] M.Barnabé Heider, K.Clark, T.Noble, **Emanation tests on commercial PolyPro (3 l) and Acrylic (10 l) detector housings**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-04-011, July 2004.
- [64] I.Blevis et al., **Measurement of  $^{222}\text{Rn}$  dissolved in water at the Sudbury Neutrino Observatory**, Nucl. Inst. and Meth., Physics Research A.
- [65] I.Stekl et al., **Measurement of radon penetrability of the PICASSO emulsion container**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-04-011, 2003.
- [66] I.Stekl et al., **Improved results of radon penetrability of a PICASSO emulsion container**, PICASSO Scientific / Technical Report : PSTR-04-012, 2 August, 2004.
- [67] D.R.Tovey et al., **A New Model-Independent Method for Extracting Spin-Dependent Cross Section Limits from Dark Matter Searches**, Phys. Lett. B488 (2000), 17-26 hep-ph/0005041.

- [68] A.F.Pacheco and D.D. Strottman, **Nuclear-structure corrections to estimates of the spin-dependent WIMP-nucleus cross section**, Phys.Rev.D40 2131-2133 (1989).
- [69] J.D. Lewin and P.F. Smith, **Review of mathematics, numerical factors, and corrections for dark matter experiments based on elastic nuclear recoil**, Astroparticle Physics 6 (1996), 87-112.
- [70] M.Barnabé Heider et al., **Improved Spin Dependent limits from the PICASSO Dark Matter Search Experiment**, hep-ex/0502028, submitted for publication.